

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ**

**ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ГОРОДСКОГО ХОЗЯЙСТВА имени А. Н. БЕКЕТОВА**

**К. К. Намитоков**

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ**

**ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ**

**(ТОМ III. ОПТИКА, АТОМНАЯ ФИЗИКА, СВЕТОТЕХНИКА)**

*(для высших технических учебных заведений)*

**Харьков  
ХНУГХ им. А. Н. Бекетова  
2018**

**Автор**

**Намитоков Кемаль Кадырович** – доктор технических наук, профессор

**Рецензент**

**Карась Вячеслав Игнатьевич** – доктор физико-математических наук, профессор

Рекомендовано к печати Ученым советом Харьковского национального университета  
городского хозяйства имени А. Н. Бекетова,  
протокол № 12 от 06 июля 2018 г.

Третий том «Конспекту лекцій з технічної фізики» – «Оптика, атомна фізика, світлотехніка», як і попередні два томи, складений на базі лекцій, які читалися автором студентам, магістрам і аспірантам вишів, а також дипломованим інженерам на курсах в інститутах підвищення кваліфікації. Під час публікації первинні матеріали лекцій були перероблені з урахуванням нових вимог щодо методів навчання засадам фізики майбутніх спеціалістів-інженерів усіх спеціальностей, але при цьому були збережені означені від початку пріоритети – акценти на прикладні аспекти розглядуваних фізичних явищ, законів і формул.

Запропонований конспект лекцій буде корисний не тільки в процесі підготовки спеціалістів у вишах, але й надалі, для вже підготовлених інженерів, яким необхідно постійно звертатись до джерел технічних досягнень.

**Намитоков К. К.**

Н24 Конспект лекций по технической физике : в 3 т. Т. III. Оптика, атомная физика, светотехника : [учеб. пособие] для высш. техн. учеб. заведений / **К. К. Намитоков** ; Харьков. нац. ун-т гор. хоз-ва им. А. Н. Бекетова. – Харьков : ХНУГХ им. А. Н. Бекетова, 2018. – 470 с.

Третий том «Конспекта лекций по технической физике» – Оптика, атомная физика, светотехника – так же как и предыдущие два составлен на основе лекций, которые читались автором студентам, магистрам и аспирантам вузов, а также дипломированным инженерам на курсах и в институтах повышения квалификации. При издании первичные материалы лекций были переработаны с учетом новых требований к методам обучения основам физики будущих специалистов-инженеров всех специальностей, но при этом были сохранены изначально обозначенные приоритеты – акценты на прикладные аспекты рассматриваемых физических явлений, законов и формул.

Предложенный конспект лекций будет полезен не только в процессе подготовки специалистов в ВУЗах, но и в последующем для уже «готовых» инженеров, которые должны постоянно обращаться к истокам технических достижений.

УДК 535:539.18:628.9[(075.8)]

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к III тому.....	5
Глава 1 Геометрическая оптика.....	6
1.1 Основные законы распространения света .....	6
1.2 Элементарная теория оптических систем.....	18
1.3 Физика зрения.....	37
1.4 Микроскопы и телескопы.....	47
1.5 Проекционные аппараты.....	60
1.6 Электронная и ионная оптика .....	68
Глава 2 Волновая оптика.....	76
2.1 Интерференция света.....	76
2.2 Интерферометры и их применение.....	86
2.3 Дифракция света.....	99
2.4 Дифракция рентгеновских лучей.....	110
2.5 Разрешающая способность оптических приборов.....	119
2.6 Поляризация света. Двойное лучепреломление.....	125
2.7 Поляризационные приборы.....	144
2.8 Поляриметрический анализ.....	153
Глава 3 Молекулярная оптика.....	158
3.1 Рассеяние света в неоднородных средах.....	158
3.2 Нефелометрия и ультрамикроскопия.....	167
3.3 Дисперсия и поглощение света.....	173
3.4 Призмённые спектральные приборы.....	181
3.5 Абсорбционный анализ.....	188
3.6 Рефрактометрический анализ.....	192
Глава 4 Основы светотехники.....	199
4.1 Фотометрия.....	199
4.2 Законы теплового излучения.....	208
4.3 Ультрафиолетовое излучение.....	222
4.4 Инфракрасное излучение.....	226
4.5 Облучательные установки в народном хозяйстве.....	234
Глава 5 Строение атомов, молекул и кристаллов.....	238
5.1 Квантовая оптика.....	238
5.2 Рентгеновские лучи.....	252
5.3 Основы квантовой механики.....	260

5.4 Квантовая теория атомов, молекул и кристаллов.....	272
5.5 Люминесценция.....	285
5.6 Люминесцентный анализ.....	294
5.7 Спектральный анализ.....	299
Глава 6 Основы лазерной техники.....	313
6.1 Принципы квантовой электроники.....	313
6.2 Оптические квантовые генераторы (лазеры).....	322
6.3 Квантовые усилители и генераторы СВЧ (мазеры).....	335
6.4 Нелинейная оптика.....	342
6.5 Применение лазерной техники.....	348
Глава 7 Радиоактивность.....	358
7.1 Радиоактивные превращения.....	358
7.2 Закономерности $\alpha$ - и $\beta$ -распада. Гамма-лучи.....	368
7.3 Действия радиоактивных излучений.....	380
7.4 Детекторы микрочастиц.....	386
7.5 Основы дозиметрии.....	400
Глава 8 Ядерные реакции.....	412
8.1 Типы ядерных реакций.....	412
8.2 Реакция деления тяжелых ядер.....	419
8.3 Ядерные реакторы.....	423
8.4 Термоядерный синтез.....	434
Глава 9 Элементарные частицы.....	440
9.1 Основные свойства элементарных частиц.....	440
9.2 Космические лучи.....	449
9.3 Ускорители заряженных частиц.....	456
9.4 Строение материи и элементарные частицы.....	465

## **Шановні колеги!**

Сучасний ХНУМГ ім. О. М. Бекетова сьогодні утверджується як вищий навчальний заклад європейського зразка. Цьому сприяє наполеглива повсякденна робота, спрямована на створення наукових шкіл, посилення зв'язку науки з практичною діяльністю, розвиток інформаційно-інноваційних технологій, упровадження прогресивних форм і методів співпраці в освітній галузі.

Колектив Університету по праву пишається провідними вченими, лауреатами державних премій України в галузі науки і техніки, докторами наук, професорами, які своїми дослідженнями збагатили потенціал вітчизняної науки й освіти. Саме завдяки праці багатьох поколінь вчених та педагогів минулих років Університет має фундамент для подальшого динамічного розвитку.

Діяльність сучасного колективу Університету зі збереження й дослідження наукової спадщини навчального закладу позитивно впливає на атмосферу поваги науково-освітнього товариства до нашої Альма-Матер і суттєво відрізняє наш сучасний університет від інших численних технічних галузевих вишів України.

З 2015 року в Університеті проводиться дбайлива робота по підготовці до видання наукової спадщини видатного вченого в галузі електрофізики і світлотехніки, доктора технічних наук, професора, заслуженого діяча науки і техніки УРСР, академіка Інженерної академії України, відмінника освіти України, заслуженого професора ХНУМГ, завідувача кафедри світлотехніки та джерел світла (1979-2002 рр.) Кемаля Кадировича Намітокова. Науковій спільноті вже представлені два томи конспекту лекцій з технічної фізики «Механіка, молекулярна фізика, термодинаміка» і «Електрика і магнетизм».

У 2018 році, з нагоди 95 річчя від дня народження професора Намітокова Кемаля Кадировича, до уваги науково-освітнього товариства Університетом видано третій том конспекту лекцій вченого з технічної фізики «Оптика, атомна фізика, світлотехніка».

Лекції К. К. Намітокова цікаві та корисні як спеціалістам у галузі електроапаратобудування, світлотехніки та джерел світла, так і молодим науковцям, які роблять перші кроки в освоєнні своєї професії, рекомендовані для вивчення студентами, аспірантами, викладачами технічних ВНЗ.

Ім'я Кемаля Кадировича Намітокова, видатного вченого, талановитого інженера і винахідника, видатного педагога вищої школи, відоме в Україні і за кордоном. Учні та послідовники відомої наукової школи професора Намітокова К. К. сьогодні продовжують його справу та гідно презентують наш університет у багатьох країнах світу.

З глибокою повагою до праці видатного вченого  
Ректор, професор В. М. Бабаєв

# ГЛАВА 1 ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА

## 1.1 Основные законы распространения света

Задолго до создания электромагнитной теории света экспериментальным путем были установлены некоторые основные законы распространения света в различных средах. Одним из них является закон прямолинейности распространения света в прозрачных однородных средах (т. е. средах, в которых не происходит «рассеяние», и физические свойства во всех точках одинаковы). В пользу этого закона свидетельствует образование резких теней, отбрасываемых непрозрачными телами. Однако уже давно было замечено, что при уменьшении размеров преград тени «размываются», а на границах света и тени наблюдаются полосы – чередование света и тени. Таким образом, закон прямолинейного распространения света выполняется лишь в достаточно «больших» масштабах; в малых областях пространства могут наблюдаться отступления от этого закона, которые рассматриваются в теории дифракции (см. гл. 2).

Следующим основным законом оптики является независимость распространения световых пучков. Световые волны от отдельных источников постоянно перекрываются, что отнюдь не мешает наблюдению этих источников. Это означает, что световые волны, проходя через область перекрытия, распространяются дальше совершенно таким же образом, как если бы этого перекрытия не происходило. В самой области перекрытия имеет место наложение электромагнитных колебаний, в зависимости от свойств источников в этой области могут наблюдаться различные эффекты, которые исследуются в теории интерференции (см. гл. 2). Однако изображение источника света, которое формируется на сетчатке глаза, на фотопластинке и т. п., не зависит от наличия области наложения волн от других источников.

В связи с наличием этих двух законов возникло понятие о световых лучах, т. е. о линиях, вдоль которых распространяется свет. В геометрическом смысле «линия» есть «одномерный» объект, имеющий протяженность лишь в одном направлении и не имеющий поперечных размеров. Реальные источники света всегда дают не бесконечно узкие лучи, а «световые пучки» ограниченных поперечных размеров; для их уменьшения применяется «диафрагмирование» пучков с помощью различных ограничительных устройств.

Для узких световых пучков, моделирующих световые лучи, были установлены законы отражения и преломления света на границе раздела двух различных (но оптически прозрачных) сред. При падении светового луча на границу раздела он частично отражается и частично преломляется, причем сумма интенсивностей преломленного и отраженного лучей равна интенсивности падающего луча.

Все эти лучи лежат в одной и той же плоскости, содержащей нормаль к границе раздела в точке падения луча. При этом между углом падения ( $i$ ), углом отражения ( $i'$ ) и углом преломления ( $r$ ), смысл которых ясен из рисунка 1.1, имеют место соотношения:

$$i' = i, \sin i / \sin r = n_{21}. \quad (1.1)$$

Величина  $n_{21}$  называется относительным показателем преломления второй среды относительно первой; если поменять местами «среду падения» и «среду преломления», то легко показать, что величина

$$n_{12} = 1/n_{21} \quad (1.2)$$

имеет смысл показателя преломления первой среды относительно второй. Если средой падения является вакуум, то для каждой из сред 1 и 2 закон преломления принимает вид:

$$\sin i_1 / \sin r_1 = n_1, \quad \sin i_2 / \sin r_2 = n_2 \quad (1.3)$$

и вообще для любой среды:

$$\sin i / \sin r = n. \quad (1.4)$$

Величина  $n$  в этом случае называется «абсолютным» показателем преломления среды. Нетрудно показать, что

$$n_{21} = n_2/n_1, \quad n_{12} = n_1/n_2. \quad (1.5)$$

Если  $n_{21} > 1$ , т. е.  $n_2 > n_1$ , то  $r < i$ , то есть луч, преломляясь, отражается в сторону нормали к границе раздела (рис. 1.1, а). Если же  $n_{21} < 1$ , то  $r > i$ , и отклонение луча происходит в противоположном направлении (рис. 1.1, б). В первом случае вторая среда является оптически более плотной, а во втором – оптически менее плотной, чем первая. Ясно, что при  $n_2 < n_1$  существует такой предельный угол падения  $i_{пр.}$ , что  $r = \pi/2$ ,  $\sin r = 1$ , и

$$\sin i_{пр.} = n_{21} = n_2/n_1. \quad (1.6)$$

При этом преломленный луч «скользит» по границе раздела. Ясно, что при  $i > i_{пр.}$  преломленного луча вообще не будет и останется только отраженный луч, интенсивность которого равна интенсивности падающего луча. Это явление называется «полным внутренним отражением» – падающий на границу раздела луч не может выйти из оптически более плотной среды при  $i > i_{пр.}$  Различные практические применения этого явления будут описаны в дальнейшем.

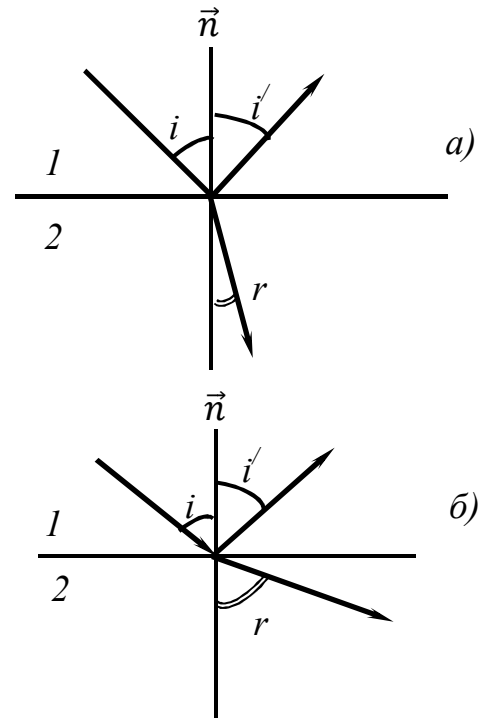


Рисунок 1.1

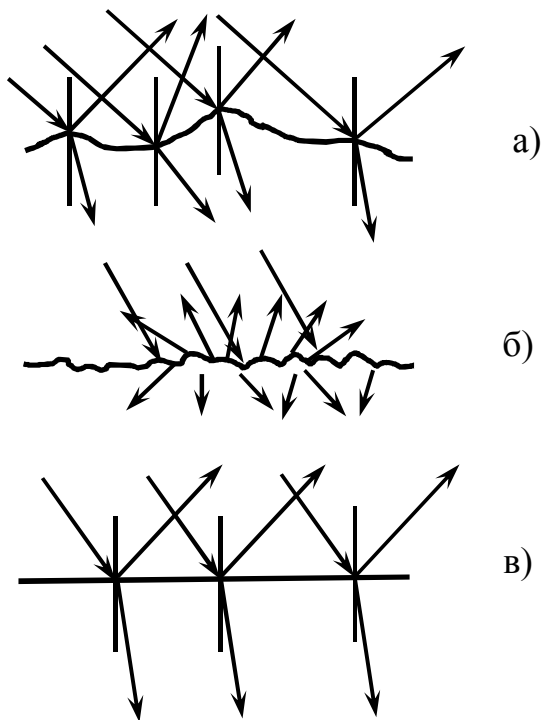


Рисунок 1.2

а)

б)

в)

Выше рассматривался лишь случай, когда обе среды оптически прозрачны, а граница раздела является плоской. В дальнейшем мы будем встречаться также с сильно поглощающими и даже практически непрозрачными средами (например, металлы).

В этих случаях имеют место специфические эффекты, рассматриваемые в гл. 3. При наличии искривленной границы (рис. 1.2, а) направления нормалей к отдельным малым площадкам границы не совпадают. И в отраженном, а также и в преломленном световом пучке появляется разброс между направлениями отдельных лучей, т. е. пучок в результате отражения (или преломления) размывается (рис. 1.2, а).

Если неровности поверхности очень мелкие, то поверхность выглядит «шероховатой»; это значит, что в отраженном и в преломленном пучке имеются всевозможные направления световых лучей – от 0 до  $\pi/2$  относительно нормали к «усредненной» границе раздела (пунктирная линия на рисунке 1.2, б).

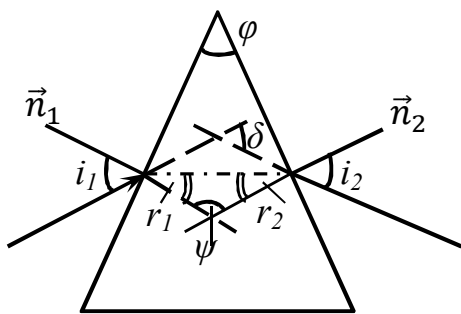


Рисунок 1.3

Если поверхность отполирована до зеркального блеска, то в отраженном и в преломленном пучках разброс направлений световых лучей практически отсутствует (рис. 1.2, в). В качестве одного из простейших применений закона преломления рассмотрим отклонение светового луча в прозрачной трехгранной призме с «преломляющим углом»  $\varphi$  (рис. 1.3). В результате двукратного преломления на гранях призмы луч отклоняется от первоначального направления на некоторый угол  $\delta$ . Из геометрического построения следует,

что

$$\delta = i_1 - r_1 + i_2 - r_2. \quad (1.7)$$

Кроме того,  $\varphi + \psi + \pi/2 + \pi/2 = 2\pi$ , или  $\varphi + \psi = \pi$ , а  $r_1 + r_2 + \psi = \pi$ , так что  $r_1 + r_2 = \varphi$ , или

$$\delta = i_1 + i_2 - \varphi. \quad (1.8)$$

Применяя последовательно закон преломления для первой и второй граней

$$\frac{\sin i_1}{\sin r_1} = n, \quad \frac{\sin r_2}{\sin i_2} = \frac{1}{n}, \quad (1.9)$$



где  $n$  – показатель преломления призмы (показатель преломления окружающего воздуха можно с хорошей точностью принять равным 1, т. е.  $n_{21} = n$ ), можно получить следующую зависимость угла отклонения  $\delta$  от угла падения света на грань призмы  $i_1$ :

$$\delta = i_1 \arcsin \left\{ n \sin \left[ \varphi - \arcsin \left( \frac{\sin i_1}{n} \right) \right] \right\} - \varphi. \quad (1.10)$$

Исследование этого выражения на экстремум показывает, что при  $i_1 = i_2$  (и  $r_1 = r_2$ ), т. е. при симметричном прохождении лучей через призму, угол отклонения лучей  $\delta$  принимает минимальное значение, равное:

$$\delta_{min} = 2 \arcsin \left( n \sin \frac{\varphi}{2} \right) - \varphi. \quad (1.11)$$

Измерив этот угол и зная  $\varphi$ , можно вычислить показатель преломления материала призмы по формуле:

$$n = \frac{\sin \frac{\delta_{min} + \varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (1.12)$$

На этом основан один из распространенных методов определения показателя преломления вещества в рефлектометрии (см. гл. 3).

Полное обоснование приведенных основных законов распространения света дает современная электромагнитная теория, элементы которой были изложены в т. II. Свет испускается возбужденными атомами в виде «отрезков» и пучков электромагнитных волн, в которых «электрический» вектор  $\vec{E}$  (иногда называемый также световым вектором по причинам, изложенным в дальнейшем) и магнитный вектор  $\vec{H}$  совершают колебания во взаимно перпендикулярных плоскостях (плоскость колебания вектора  $\vec{H}$  называется плоскостью поляризации), что соответствует определенному «состоянию поляризации» света (этот вопрос будет более подробно рассмотрен в гл. 2). Колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходят перпендикулярно направлению светового луча, которое, в свою очередь, определяет направление переноса им электромагнитной энергии; таким образом, световые волны поперечны. На границах раздела различных сред векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  подчиняются определенным граничным условиям, учет которых позволяет непосредственно вывести законы отражения и преломления света. На основе электромагнитной теории света, с учетом электронного строения вещества и упомянутых выше квантовых свойств света (и материи в целом, см. гл. 5), можно дать полное объяснение и многим другим явлениям, связанным с распространением света (эти явления будут подробно рассматриваться ниже). Однако для уяснения физической природы законов распространения света вполне достаточно рассмотреть упрощенные волновые представления теории Гюйгенса, не учитывающие конкретную природу света и в принципе применимые к волнам любого типа.

Рассмотрим точечный источник волн малых размеров, находящийся в однородной среде. В некоторый момент времени  $t_1$  колебания дошли до точек

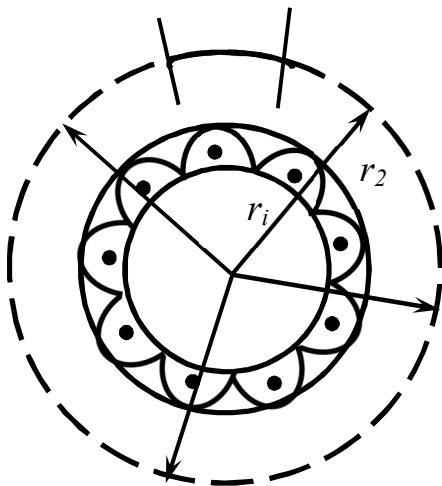


Рисунок 1.4

среды, находящихся на расстоянии  $r_1$  от источника; совокупность этих точек образует сферическую поверхность, называемую волновым фронтом (рис. 1.4). Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн, огибающая которых определяет положение волнового фронта  $r_2$  в последующий момент времени  $t_2$ , причем  $r_2 - r_1 = \mathcal{V}(t_2 - t_1)$ , где  $\mathcal{V}$  – фазовая скорость волны, т. е. скорость перемещения поверхности равной фазы колебаний (рис. 1.4). Линии, перпендикулярные к волновому фронту и указывающие направление распространения света в однородной среде

представляют собой световые лучи, для которых теперь нужно вывести указанные выше законы распространения света.

Рассмотрим для простоты «плоскую» световую волну, к которой очевидно, приближается любой участок сферической волны на больших расстояниях от источника (рис. 1.4). Пусть волна с плоским фронтом попадает на непрозрачную преграду (рис. 1.5, а). Сделаем построение Гюйгенса для волнового фронта в тот момент, когда он достиг преграды, и для какого-либо последующего момента времени. Из построения видно, что за преградой образуется область тени (заштрихована на рисунке 1.5, а), однако за счет точек волнового фронта, лежащих на самом краю преграды, происходит частичное

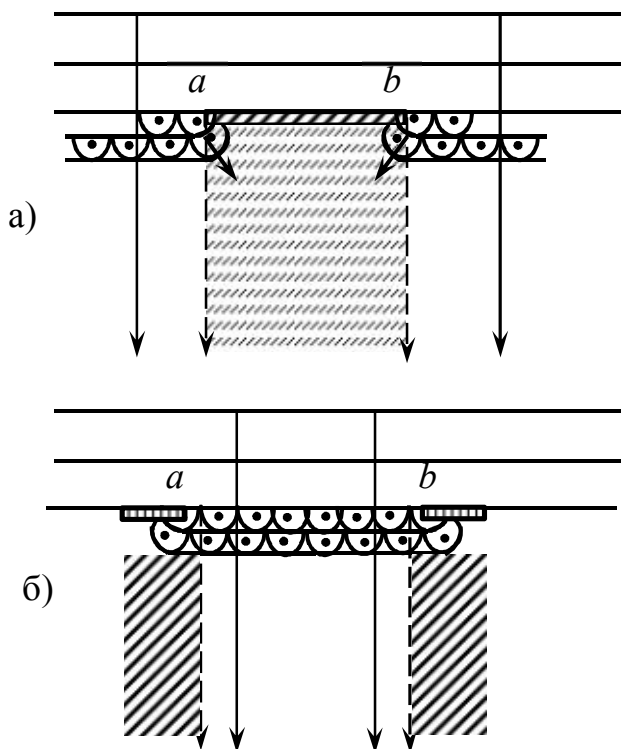


Рисунок 1.5

проникновение световых волн, т. е. здесь имеет место отклонение света от первоначального направления распространения. Это и есть упомянутое выше явление дифракции. Однако ясно, что если размеры преграды достаточно велики, то эта зона дифракции будет узкой по сравнению с зоной тени, и ее можно не учитывать. Тогда тень за преградой будет ограничена пунктирными линиями (рис. 1.5, а), что и соответствует закону прямолинейного распространения света. Совершенно аналогичные построения можно выполнять для случая падения «плоской» волны на отверстие  $ab$  в

непрозрачном экране (рис. 1.5, б). Выводы, которые можно сделать из этого построения, также совершенно аналогичны уже приведенным. При выполнении построения следует учесть периодичность волнового процесса, для этого вторичные сферы по самому смыслу предприятия о «вторичных волнах», следует проводить с радиусом, равным длине волны, т. е. расстоянию, которое она проходит за период колебаний ( $\lambda = VT$ ). Тогда из построения на основе принципа Гюйгенса следует, что свет распространяется прямолинейно в однородной среде, а также и при наличии преград, если размеры этих преград велики по сравнению с длиной световой волны.

Рассмотрим теперь падение плоской волны на отверстие в непрозрачном экране, диаметр которого сравним с длиной волны, т. е. с радиусом «вторичной» волны (рис. 1.6). Из этого построения видно, что после прохождения малого отверстия свет распространяется во все стороны, и форма «проходящей» волны становится близкой к сферической (как от «точечного» источника (рис. 1.4)), независимо от формы «падающей» на отверстие волны. При этом никакой резкой границы света и тени не будет, и за пределами отверстия наблюдается «дифракционная картина»; на этом основано действие «входной щели» любого спектрального прибора (см. гл. 5).

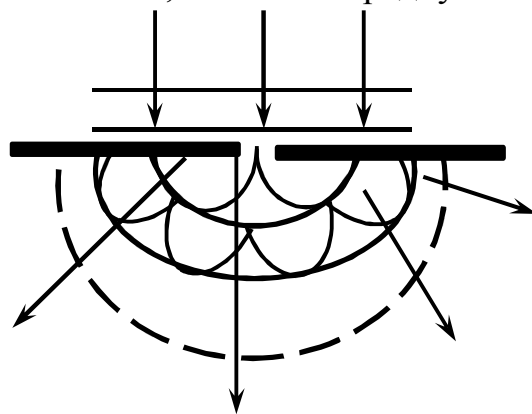


Рисунок 1.6

Разумеется, построение Гюйгенса носит в основном качественный, иллюстративный характер; как будет показано ниже, даже для проведения приближенных количественных расчетов картины дифракции света на преградах принцип Гюйгенса необходимо существенно дополнить, а точные расчеты могут быть проведены лишь на основе строгой электромагнитной теории света. Однако это построение наглядно и оказывается полезным при объяснении ряда сложных оптических явлений (см., например, гл. 2, п. 2.8). Рассмотрим вывод на его основе законов отражения и преломления света на границе двух сред. Пусть на границу падает плоская световая волна (отметим, что это соответствует «параллельному световому пучку» от бесконечно удаленного точечного источника) с фронтом  $AB$ ; угол  $i$  между лучом, перпендикулярным к фронту  $AB$ , и нормалью к границе в точке  $A$  есть «угол падения» (рис. 1.7). Очевидно, что наклонное падение света означает неодновременность достижения границы различными точками волнового фронта: «левый фланг»  $B$  светового пучка достигает границы с «запаздыванием»  $t = \frac{BC}{v_1}$ , где  $v_1$  – скорость света в первой среде. Согласно принципу Гюйгенса, все точки волнового фронта, последовательно достигающие границы по линии  $AC$ , являются источниками вторичных волн, распространяющихся как во вторую, так и в первую среду (эти «обратные» волны для простоты не были показаны на рисунках 1.5 и 1.6). За указанное

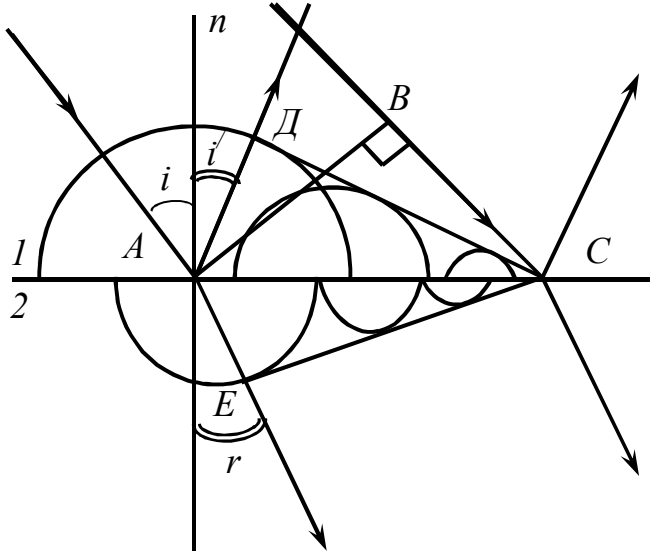


Рисунок 1.7

время  $t$ , когда «фланг»  $B$  достигнет точки  $C$ , вторичная волна, распространяющаяся от точки  $A$  обратно в первую среду, пройдет расстояние  $AD = v_1 t = BC$ . Вторичные волны от «промежуточных» точек  $AC$  пройдут, разумеется, лишние расстояния. Огибающая всех этих волн  $DC$ , перпендикулярная  $AD$ , определяет положение фронта «отраженной» волны в момент  $t_1$  и прямые, перпендикулярные к ней, указывают направление отраженной волны. Прямоугольные треугольники  $ADC$  и  $ABC$  с общей гипотенузой  $AC$  и равными катетами  $AD = BC$ , равны, и

потому  $\angle DCA = \angle BAC$ . Из перпендикулярности лучей соответствующим волновым фронтам следует, что  $\angle DCA = i'$  – углу отражения,  $\angle BAC = i$  – углу падения.

Таким образом, мы пришли к закону отражения (рис. 1.1, а)  $i' = i$ . Во второй среде, в которой скорость света  $v_2 \neq v_1$ , вторичные волны за время  $t$  пройдут иной путь. Пусть для определенности  $v_2 < v_1$ , как на рисунке 1.7. Тогда  $AE = v_2 t$  будет меньше  $AD$  и  $BC$ , равных  $v_1 t$ .

Построение Гюйгенса дает положение волнового фронта «преломленной» волны  $CE$  во второй среде, и направление лучей, перпендикулярных к  $CE$ , очевидно, не совпадает с направлением «падающих» лучей. Поскольку  $CE \perp AE$  (касательная к окружности перпендикулярна радиусу в точке касания), то  $\angle ACE = r$  – углу преломления. Из треугольников  $ABC$  и  $AEC$  следует, что  $\sin \angle BAC = \sin i = \frac{BC}{AC} = \frac{v_1 t}{AC}$  и  $\sin \angle ACE = \sin r = \frac{AE}{AC} = \frac{v_2 t}{AC}$ . Отсюда получим закон преломления в виде:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.13)$$

Сопоставление с «эмпирическим» законом (рис. 1.1, б) показывает, что:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.14)$$

Если первой из сред является вакуум, то

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c}{v_2} \quad (1.15)$$

и из (1.14) следует, что

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.16)$$

Таким образом, построение Гюйгенса вскрывает физический смысл «относительного» показателя преломления сред  $n_{21}$  и «абсолютного» показателя преломления среды  $n$ . Согласно изложенному в гл. 8 т. II, для скорости света в любой среде имеет место соотношение:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \quad (1.17)$$

а для показателя преломления электромагнитной волны:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (1.18)$$

где  $\varepsilon$  и  $\mu$  – относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, соответственно.

Подавляющее большинство прозрачных для света сред являются «немагнитными» ( $\mu \approx 1$ ), так что имеет место соотношение:

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (1.19)$$

При этом следует иметь в виду, что под  $\varepsilon$  здесь отнюдь не следует подразумевать «статическую» диэлектрическую проницаемость вещества в постоянном электрическом поле. Как уже указывалось в т. II, в таких «быстропеременных» полях, каким является электромагнитное поле световой волны, величина  $\varepsilon$  может быть значительно меньше ее «статического» значения  $\varepsilon_c$ . Так, для воды  $\varepsilon_c = 81$ , а  $n = \sqrt{\varepsilon} \approx 1,33$ , что соответствует «оптической» диэлектрической проницаемости  $\varepsilon \approx 1,77$ . Следует, однако, заметить, что для многих твердых оптических материалов различие между «статическим» и «оптическим» значениями  $\varepsilon$  сравнительно невелико.

Из изложенных выше упрощенных волновых представлений следует важный для «практической» оптики вывод: выделяя «узкий» световой пучок (поперечные размеры которого малы по сравнению с «масштабом» его пути распространения), мы можем рассматривать его как «световой луч», распространяющийся независимо от наличия других световых пучков прямолинейно в однородных средах и подчиняющийся законам отражения и преломления (1.1), если размеры «преград» на его пути, т. е. элементов оптических систем, велики по сравнению с длиной световой волны; при этом волновую природу света (и «чисто волновые» явления типа дифракции) в первом приближении можно не учитывать. Это положение лежит в основе «геометрической» или «лучевой» оптики, рассматривающей способы формирования световых пучков и получения изображений различных источников света и имеющей многочисленные практические приложения, которые будут рассматриваться в дальнейшем.

Указанная выше ситуация (малость длины световой волны по сравнению с размерами преград) очень часто осуществляется на практике, часто является характерным для оптического (и, естественно, более коротковолнового) излучения. Действительно, для звуковых волн в воздухе с частотой колебаний 440 Гц (нота «ля» первой октавы), распространяющихся со скоростью около 340 м/с при нормальных условиях, длина волны равна  $\lambda = \frac{v}{\lambda} \approx 0,8$  м, поэтому

звук с легкостью огибает преграды значительных размеров за счет дифракции. Радиоволны, используемые для целей радиовещания, имеют длину волны порядка 1 000 м, и для них дифракция также является весьма заметной. Видимый свет имеет длину волны в интервале 0,4–0,7 мкм, в то время как диаметр оптических систем (линзы, зеркала и т. д.) имеют размеры от нескольких сантиметров до нескольких метров, т. е. в  $10^5$ – $10^7$  раз больше. В этих условиях явления дифракции приходится учитывать лишь в специальных случаях (например, в оптике «высокого разрешения», см. гл. 2 и 5), а в широко распространенных в технике научных исследований и в быту оптических приборах дифракция редко является серьезной помехой. Этим и обусловлена практическая важность «геометрического» подхода к распространению света; достигаемые при этом результаты обсуждаются в этой главе.

Распространение светового луча в неоднородных средах, в частности, при наличии границ раздела между различными однородными средами, должно описываться на основе принципов, отличающихся от изложенных выше, поскольку волновая природа света игнорируется, а само чисто геометрическое понятие «светового луча» является, разумеется, математической абстракцией.

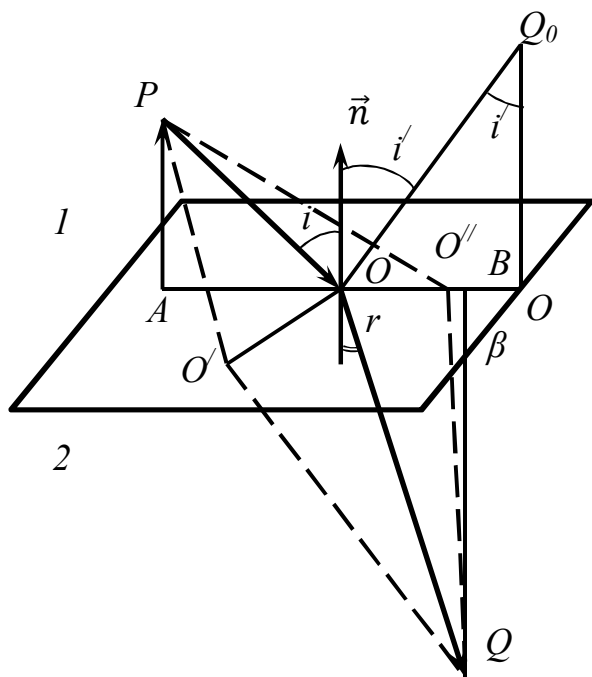


Рисунок 1.8

Одним из таких общих принципов, лежащих в основе геометрической оптики, является «принцип Ферма». Он заключается в том, что световой луч распространяется по пути, для прохождения которого требуется кратчайшее время (по сравнению с другими возможными путями). Хорошей иллюстрацией этого принципа могут служить рассмотренные выше явления преломления света на границе двух однородных сред. Пусть луч из точки  $P$  в среде 1 приходит к точке  $Q$  в среде 2, преломляясь на плоской границе раздела сред (рис. 1.8). Проведем «плоскость падения», содержащую точки  $P$ ,  $O$  и  $Q$ , перпендикулярно границе раздела. Ясно, что любой путь

$PO'Q$ , пролегающий вне плоскости падения, будет длиннее пути  $POQ$  (из геометрических соображений вытекает, что  $PO' > PO$  и  $QO' > QO$ ) и, следовательно, проходит светом за большее время. Таким образом, расположение преломленного луча в одной плоскости с падающим находится в согласии с принципом Ферма. Далее можно показать, что путь  $POQ$  из точки  $P$  в точку  $Q$ , соответствующий закону преломления (рис. 1.1, б), проходит светом за кратчайшее время по сравнению с любым другим путем, лежащим в

плоскости падения (например,  $PO''Q$  на рисунке 1.8). Действительно, время прохождения луча по пути  $POQ$  равно  $t = t_1 + t_2 = \frac{PO}{v_1} + \frac{OQ}{v_2}$ , или, введя обозначения  $PA = h_1$ ,  $QB = h_2$ ,  $AB = p$  и  $AO = x$ :

$$t = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}{v_2}. \quad (1.20)$$

Условие минимума  $t$  имеет вид:  $\frac{dt}{dx} = 0$ . Выполняя дифференцирование, приходим к равенству:  $\frac{1}{v_1} \cdot \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \frac{1}{v_2} \cdot \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}$ , или  $\frac{\sin i}{v_1} = \frac{\sin r}{v_2}$ , откуда и следует закон преломления в виде:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21}. \quad (1.21)$$

Аналогичным путем рассматривается путь  $POQ_0$  и, введя обозначения  $PA = h_1$ ,  $Q_0B_0 = h_2$ ,  $AB_0 = p$  и  $AO = x$ , можно вывести закон отражения. В этом случае  $t = t_1 + t_2 = \frac{PO}{v_1} + \frac{OQ_0}{v_2}$  или:

$$t = \frac{1}{v_1} \left( \sqrt{h_1^2 + x^2} + \sqrt{h_2^2 + (p-x)^2} \right). \quad (1.22)$$

Из условия минимума  $\frac{dt}{dx} = 0$  находим  $\frac{1}{v_1} \cdot \frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \frac{1}{v_2} \cdot \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}$ , или

$\sin i = \sin i'$ , т. е.  $i = i'$ .

Заметим, что условие  $\frac{dt}{dx} = 0$  является, собственно, условием

«экстремума», а не обязательно минимума, функция  $t(t)$ . Действительно, можно представить случай, когда действительный путь луча равен возможным путям или же длиннее их. Например, любой луч, выходящий из фокуса отражающего эллипсоида, обязательно пройдет через другой его фокус, поскольку по свойству эллипса сумма путей «падающего» и «отраженного» лучей есть величина постоянная. Тем не менее, принцип Ферма является практически полезным, в частности, при рассмотрении прохождения света через оптически неоднородные среды с плавно изменяющимся от точки к точке показателем преломления. В этом случае среду можно разбить на бесконечно тонкие слои (рис. 1.9), на границах раздела которых происходит преломление в соответствии с законом (1.21). Разумеется, реальный расчет траектории луча при заданном изменении показателя преломления вдоль пути луча  $n(S)$  не проводится таким методом.

Если же исходить из принципа Ферма, то можно ввести полное время прохождения луча от точки  $A$  до точки  $B$ , равное  $\tau = \tau_1 = \tau_2 + \dots + \tau_n = \frac{b_1}{v_1} + \frac{b_2}{v_2} + \dots + \frac{b_n}{v_n} = \frac{b_1 n_1}{c} + \frac{b_2 n_2}{c} + \dots$ , и потребовать, чтобы это время было

минимальным (или экстремальным). Переходя к пределу бесконечно тонких слоев, получим:

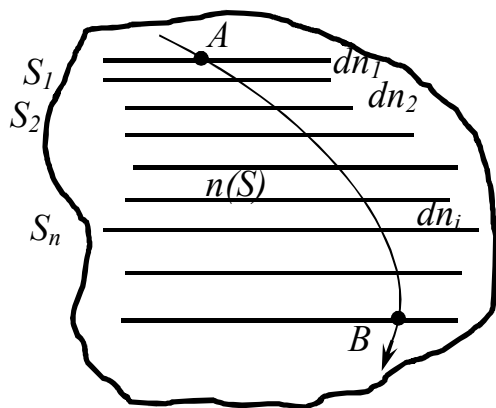


Рисунок 1.9

$$\int_A^B n(S) dS = L = \min. \quad (1.23)$$

Величина  $L$  называется «оптической длиной» пути светового луча. Из ее определения видно, что отличие «оптической длины» пути от «геометрической» обусловлено тем, что в среде скорость света «замедляется» в  $n$  раз, т. е. путь луча по

сравнению с вакуумом «удлиняется». Оптическая длина пути играет важную роль при описании интерференционных явлений (глава 2). С математической точки зрения определение действительной траектории светового луча на основе принципа Ферма сводится к решению вариационной задачи:

$$\delta \int_A^B n(S) dS = 0. \quad (1.24)$$

Типичным примером оптически неоднородной среды является атмосфера Земли. Показатель преломления воздуха при стандартных условиях равен  $n = 1,000292$ . Однако в связи с изменением плотности, например, с высотой над поверхностью Земли показатель преломления оказывается различным в разных слоях атмосферы. Этим объясняется целый ряд астрономических явлений. Вследствие искривления лучей в атмосфере наблюдается кажущееся поднятие светила (Солнца, Луны) над горизонтом и «астрономическая рефракция». Вблизи горизонта средний угол рефракции при нормальных условиях составляет  $35'24''$ ; с удалением горизонта рефракция быстро уменьшается (этим объясняется «сплюснутой» формой восходящего и заходящего Солнца). Рефракция приводит к удлинению светового дня в среднем на 3 – 4 мин. Кроме того, величина рефракции зависит от длины волны светового луча, поэтому в момент захода Солнца вначале исчезают красные и желтые составляющие «белого» цвета, а последними – зеленые и синие лучи (этот момент длится не более  $1 \div 2$  с.); при восходе Солнца первыми должны «появиться» зеленые лучи. Это явление известно под названием «зеленого луча» и наблюдается сравнительно редко, при благоприятных атмосферных условиях. В результате резких изменений температуры воздуха вблизи поверхности Земли могут возникнуть значительные градиенты плотности атмосферы, что приводит к значительному искривлению световых лучей от различных земных объектов и возникновению «миражей». Зимой и в холодных странах наблюдается «верхний» мираж, при котором помимо самих объектов видны и их



изображения над ними; при «нижнем» мираже, наблюдаемом в жарких странах и в теплые времена года, изображение объекта видно под ним. При сложном распределении плотности воздуха по слоям могут наблюдаться разные виды миражей.

Помимо явления астрономической рефракции, наблюдается еще целый ряд явлений, сопровождающих прохождение лучей Солнца, Луны и других светил через земную атмосферу; эти явления изучаются «атмосферной оптикой» – специальным разделом геофизики. Явления рассеяния и поглощения света в атмосфере, определяющие, в частности, «условия видимости», будут рассмотрены в гл. 2. Здесь мы остановимся лишь на специфических явлениях, непосредственно связанных с отражением и преломлением света в земной атмосфере. К таким явлениям относится, в частности, «гало», обусловленные преломлением и отражением лучей Солнца или Луны на «плавающих» в атмосфере кристалликах льда, которые образуют «перистые» облака или зимние туманы. Гало имеют вид белых или радужных полос, пятен, дуг и кругов на небесном своде. Обычно наблюдаются такие формы гало: радужные круги вокруг диска светила (с угловым диаметром  $44^\circ$  или  $92^\circ$ ), «паргелии» или «ложные Солнца» – радужные пятна справа и слева от Солнца на расстоянии  $22^\circ$ , околозенитная «дуга» – отрезок радужной дуги, касающийся верхней точки 46-градусного круга и обращенный выпуклостью к Солнцу, и т. д.

Светлые туманные кольца – «венцы» – вокруг диска Солнца и Луны (или ярких звезд) – отличаются от гало меньшим угловым радиусом (не более  $5^\circ$ ); они возникают при прохождении перед диском светила полупрозрачных (нулевых) отрезков или тумана и объясняются дифракцией световых лучей на водяных капельках, образующих облако или туман (см. гл. 2). Также дифракцией объясняются так называемые «глории» – цветные кольца вокруг тени наблюдателя, падающей на облако или слой тумана. Это явление часто наблюдается в горных местностях, например, с борта самолета, пролетающего над облаками; наружные кольца окрашены в красный цвет, внутренние – в голубой. Наиболее часто наблюдаемое «атмосферно-оптическое» явление – «радуга»; она появляется при освещении солнечными лучами завесы дождя, находящейся на противоположной Солнцу стороне неба. Центр дуги радуги находится в направлении прямой, проходящей через солнечный диск и глаз наблюдателя, точки, противоположной Солнцу (рис. 1.10). Радуга представляет собой часть окружности, описанной вокруг этой точки радиусом в  $42^\circ$ ; последовательность цветов в радуге такая же, как в солнечном спектре (обычно наружные края окрашены в красный, а внутренние в фиолетовый цвет). Видимая часть дуги определяется положением Солнца. Если оно на горизонте, то дуга имеет вид

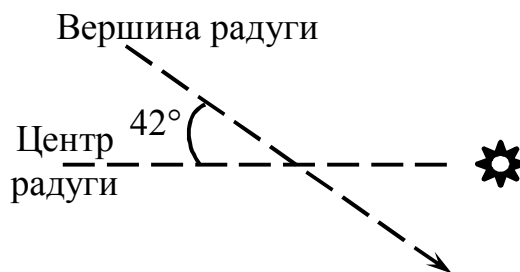


Рисунок 1.10

полуокружности; с увеличением высоты Солнца видимая часть дуги сокращается, и при высоте  $42^\circ$  радуга исчезает. Явления, подобные радуге, наблюдаются в брызгах фонтанов и водопадов; наблюдалась также «лунная» радуга. Теория радуги основана на явлении дифракции и интерференции (см. гл. 2) при падении лучей Солнца на «решетки», образованные дождевыми каплями.

## 1.2 Элементарная теория оптических систем

В прикладной геометрической оптике рассматриваются способы формирования световых пучков от различных источников света и управления ими с помощью «оптических систем», состоящих из одного или нескольких (а иногда и очень многих) «оптических элементов». Основными типами таких элементов являются отражательные элементы – «зеркала», преломляющие элементы – «линзы» и призмы (ход луча в простой призме был рассмотрен выше) и ограничивающие (пучок) элементы – «диафрагмы». Существующие источники света весьма разнообразны, и естественно, всегда имеют конкретные размеры. В то же время, как было установлено выше, понятием светового луча можно пользоваться лишь при рассмотрении достаточно узких световых пучков. Поэтому при построении изображений от протяженных источников их разбивают на множество малых источников, которые можно считать «точечными», и строят изображения этих «точек», из которых составляется изображение облака в целом.

Итак, «первичным» объектом изучения в геометрической оптике является узкий пучок («световой луч») от точечного источника, проходящий через оптическую систему. Световой пучок, исходящий от «точечного» источника, называется «гомоцентрическим» (т. е. имеющим общий центр) и состоит из множества отдельных узких лучей. Если после прохождения оптической системы (т. е. после всех отражений и преломлений) пучок также сходится в одну точку, то он остается гомоцентрическим, и эта точка является «изображением» точечного источника. Таким образом, при условии сохранения гомоцентричности, каждая точка источника света дает одну точку изображения; такие изображения называются «стигматическими» (т. е. точечными). Ввиду обратимости световых лучей изображение можно рассматривать как источник, а источник – как изображение; поэтому в рассматриваемом случае центры пучков (до и после прохождения системы) являются «сопряженными» точками оптической системы: она превращает расходящийся от опорной точки пучок в сходящийся в сопряженной ей точке. Соответственно лучи и пучки также называются «сопряженными». Если же после прохождения оптической системы гомоцентричность световых пучков не сохраняется, то получаются «астигматические» изображения, и система обладает «астигматизмом»; в качестве иллюстрации на рисунке 1.11 показан случай, когда после прохождения элемента системы  $ABCD$  точка  $S$  источника дает два изображения –  $S'$  и  $S''$ . Рассмотрим теперь прохождение световых лучей

через простейшие элементы оптических систем. Предварительно установили одно практически важное следствие законов отражения и преломления. Представим закон преломления в инвариантной форме:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \quad (1.25)$$

Сделаем теперь формальную замену:

$$n_2 = -n_1. \quad (1.26)$$

Тогда вместо (1.24) получим  $n_1 \sin i = -n_1 \sin r$ , или

$$i = -r. \quad (1.27)$$

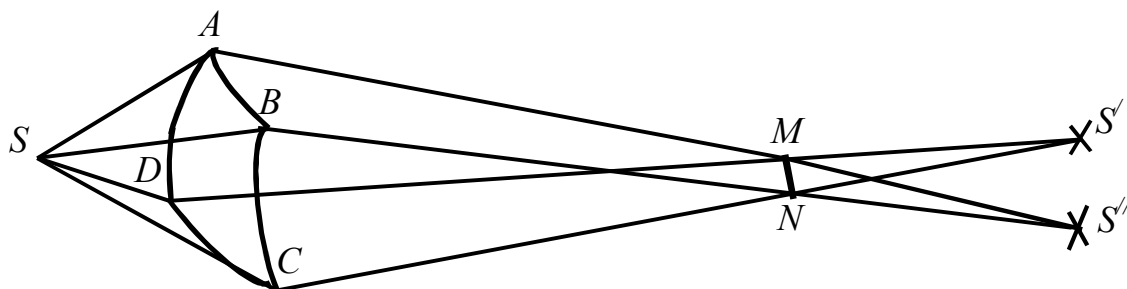


Рисунок 1.11

Эта формула выражает закон отражения с учетом «правила знаков»: если углы отсчитываются в противоположных направлениях, то им следует принять различные знаки (рис. 1.12) (в этом случае все углы отсчитываются от нормали к границе раздела).

Таким образом, любую формулу, выведенную для преломляющей оптической системы, можно использовать и для описания прохождения света в отражающей системе, если сделать формальную замену (1.26); это правило

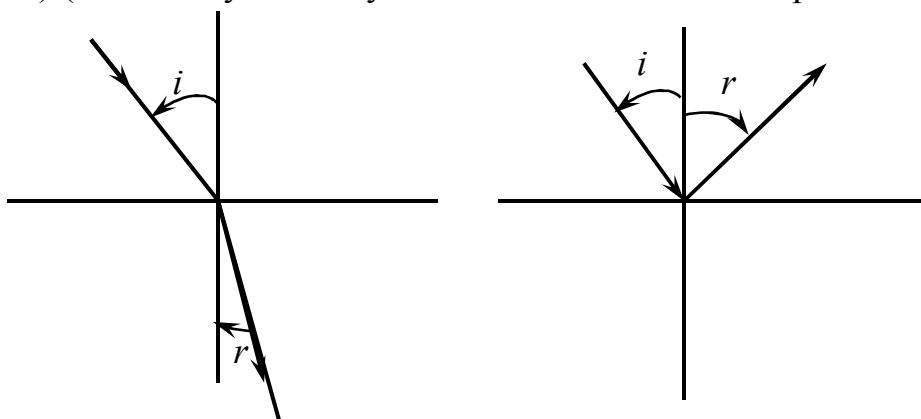


Рисунок 1.12

позволяет существенно упростить многие оптические расчеты.

Рассмотрим теперь преломление светового пучка от точечного источника  $S$  сферической границей раздела двух сред ( $n_1$  и  $n_2$ ), центр кривизны которой расположен в точке  $O$ ; линия  $SO$  называется «осью» данной оптической системы (рис. 1.13). В силу симметрии можно рассматривать лишь «верхнюю» половину светового пучка. Будем считать угол расхождения пучка настолько малым, что  $SA = SL$ ; такой узкий «приосевой» пучок называется параксиальным». После преломления на сферической поверхности крайний луч пучка  $SA$  пересечет ось в некоторой точке  $S''$ . Детальный анализ показывает, что все остальные лучи параксиального пучка с «углом выхода»  $0 \leq \psi \leq \psi_0$  после преломления также пройдут через точку  $S''$ , в то время, как лучи за

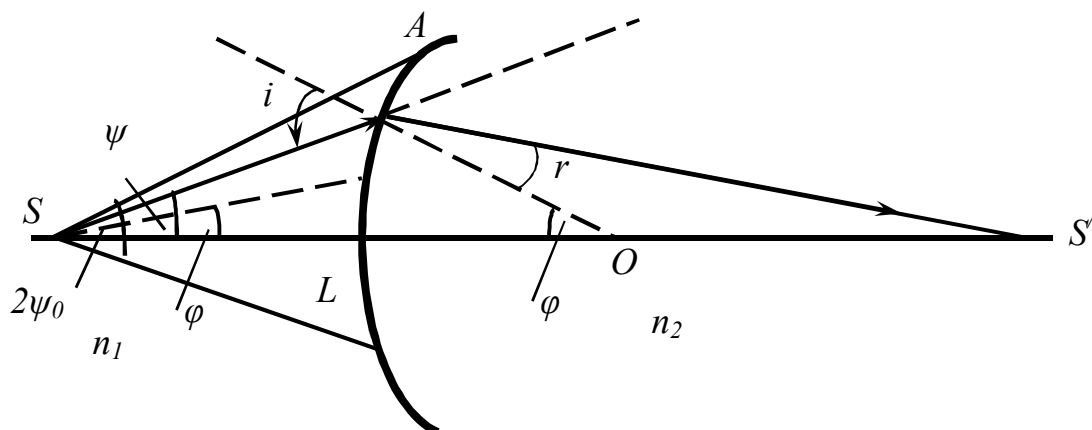


Рисунок 1.13

пределами параксиального пучка будут пересекать ось в точках, положение которых зависит от угла выхода  $\psi_0$ .

Таким образом, гомоцентрический пучок света после преломления на сферической поверхности остается гомоцентрическим только в том случае, если он является параксиальным. Только такой случай и будет рассматриваться в дальнейшем. Данная система является простейшим случаем так называемых «центрированных» оптических систем, содержащих сферические границы раздела между средами с различными показателями преломления; центр этих сфер лежит на прямой, называемой «главной оптической осью системы».

Возьмем теперь какой-нибудь луч  $SA$  в пределах параксиального пучка и найдем положение «сопряженной» точки  $S'$ , т. е. изображение точки источника  $S$ . Из треугольников  $ASO$  и  $OAS'$  следует, что  $\frac{SO}{AS} = \frac{\sin i}{\sin \varphi}$ ,  $\frac{AS'}{OS'} = \frac{\sin \varphi}{\sin r}$ , откуда

$$\frac{SO}{AS} \cdot \frac{AS'}{OS'} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.28)$$

При расчетах принимается определенное правило знаков для различных отрезков: положительными считаются отрезки, откладываемые от точки вправо, т. е. в направлении светового луча, а отложенные влево – отрицательными. Для параксиальных пучков  $AS \approx LS = -a_1$ ,  $AS' \approx LS'' = -a_2$ ,  $AO \approx LO = R$  (радиус сферы). Тогда  $SO = -a_1 + R$ ,  $OS'' = a_2 - R$ , и из формулы (1.28) следует:

$$\frac{-a_1 + R}{-a_1} \cdot \frac{a_2}{a_2 - R} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.29)$$

Это выражение можно преобразовать к виду:

$$n_1 \left( \frac{1}{a_1} - \frac{1}{R} \right) = n_2 \left( \frac{1}{a_2} - \frac{1}{R} \right) = Q. \quad (1.30)$$

Таким образом, величина

$$Q = n \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{R} \right) \quad (1.31)$$

сохраняется неизменной при преломлении на сферической поверхности; она называется «нулевым инвариантом Аббе». Для дальнейшего анализа более удобен иной вид формулы (1.29):

$$\frac{n_1}{a_1} - \frac{n_2}{a_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}. \quad (1.32)$$

Из (1.32) видно, что положение точки  $S''$  действительно не зависит от угла  $\psi$ , т. е. параксиальный расходящийся гомоцентрический пучок, исходящий из точки  $S$ , сходится после преломления в точке  $S''$ , которая является изображением точки  $S$ . Для выпуклой поверхности  $R > 0$ , для вогнутой  $R < 0$ . Если величина  $a_2$  после расчета по формуле окажется положительной, то изображение и источник расположены по разные стороны от преломляющей поверхности; в этом случае в точке  $S''$  имеет место фактическое пересечение лучей, и изображение называется «действительным». Если величина  $a_2$  будет отрицательной, то преломленные лучи во второй среде оказываются расходящимися, и в первой среде расположена точка пересечения «продолжений» реальных лучей; эта точка называется «мнимым» изображением. Разумеется, если источник расположить в точке  $S''$ , то изображение попадет в точку  $S$ , в соответствии с принципом обратимости световых лучей.

При  $a_1 = -\infty$  формула (1.32) дает:

$$a_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2, \quad (1.33)$$

а при  $a_2 = \infty$  —

$$a_1 = \frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1. \quad (1.34)$$

Эти величины зависят только от кривизны преломляющей поверхности и показателей преломления обеих сред и называются «передним» ( $f_1$ ) или «задним» ( $f_2$ ) фокусным расстоянием сферической преломляющей поверхности. Точка  $F_1$ , находящаяся в первой среде на расстоянии  $f_1$  от поверхности, называется «передним фокусом», а точка  $F_2$ , находящаяся во второй среде на расстоянии  $f_2$  от поверхности, называется ее «задним» фокусом (рис. 1.14).

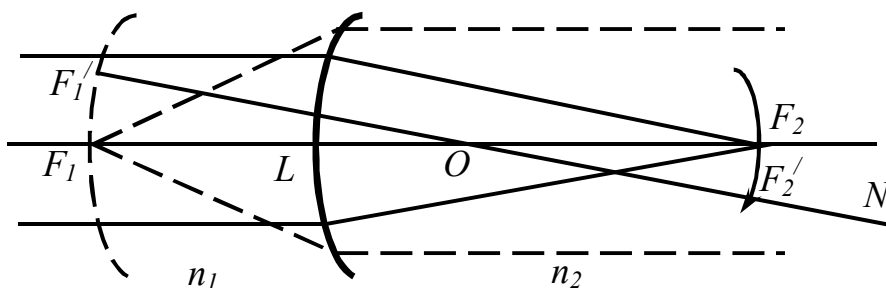


Рисунок 1.14

В фокусе сходятся после преломления «параллельные» лучи (т. е. исходящие из бесконечно удаленного источника) или продолжения преломленных лучей; в первом случае фокус называется «действительным», во втором случае — «мнимым». Например, если вогнутая сторона преломляющей поверхности обращена к среде, имеющей меньший показатель преломления, то

оба фокуса оказываются мнимыми. Параллельные лучи, идущие справа налево вдоль линии  $NO$  (рис. 1.14), сходятся в фокусе  $F_1$ , также находящемся на расстоянии  $f_1$  от преломляющей поверхности. Множество всех таких точек образуют «переднюю фокальную поверхность», которая представляет собой сферу радиуса  $R + f_1$  с центром в точке  $O$  (т. е. концентрическую с преломляющей поверхностью). Аналогичным образом строится «задняя фокальная поверхность» с радиусом  $f_2 - R$ . Для параксиальных пучков, т. е. на малых протяжениях, фокальные поверхности могут приближенно считаться плоскими («фокальные плоскости»). Из формул (1.33) и (1.34) следует соотношение между фокусными расстояниями (передним и задним):

$$\frac{f_1}{f_2} = -\frac{n_2}{n_1}. \quad (1.35)$$

Как указывалось выше, формулы для полностью отражающей поверхности (сферического зеркала) можно получить из приведенных выше путем замены (1.26). Тогда формула (1.32) принимает вид:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{2}{R}. \quad (1.36)$$

Далее из формулы (1.33) и (1.34) получим:

$$f_1 = f_2 = F = \frac{R}{2}, \quad (1.37)$$

где  $F$  – фокусное расстояние зеркала. Поэтому формулу (1.36) можно переписать в виде:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{F}. \quad (1.38)$$

Для вогнутого зеркала ( $R > 0$ )  $F < 0$ , т. е. фокус является «действительным», для выпуклого зеркала ( $R < 0$ )  $F > 0$ , и фокус является мнимым. Для плоского зеркала  $R = \infty$ , и формула (1.38) дает:  $a_1 = -a_2$ . Это означает, что изображение точки в плоском зеркале является мнимым и расположено симметрично относительно зеркала.

Для параксиальных гомоцентрических пучков нетрудно построить изображение малых объектов, создаваемое сферической преломляющей поверхностью. При

параксиальных пучках изображение малого плоского объекта также будет плоским и «сопряженным» объекту. Примеры, не требующие пояснений, показаны на рисунке 1.15, а, б. В первом случае получилось действительное, обратное («перевернутое») и увеличенное изображение, во втором – мнимое, прямое и уменьшенное. Построение изображений в других конкретных случаях показывает, что линейные размеры предмета ( $y_1$ ) и его изображения ( $y_2$ ),

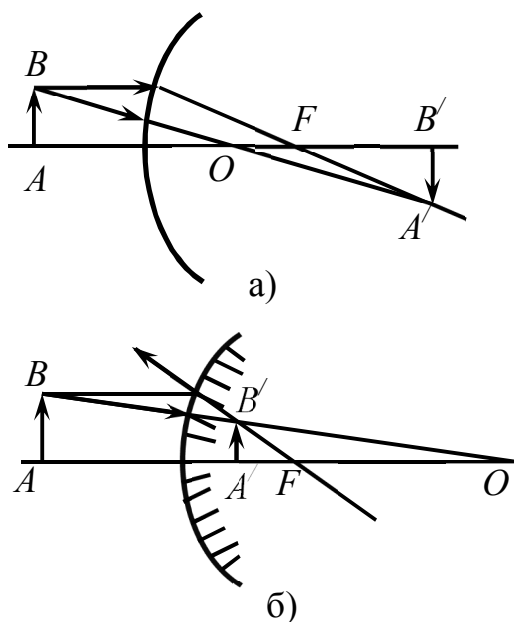


Рисунок 1.15

создаваемого сферической поверхностью, как правило, не совпадают. Отношение

$$\beta = \frac{A'B'}{AB} = \frac{y_2}{y_1} \quad (1.39)$$

называется «линейным (или поперечным) увеличением» оптической системы. Если изображение прямое, то увеличение считается положительным, если обратное – отрицательным. Пусть  $A_2B_2$  есть изображение объекта  $A_1B_1$  – линии, перпендикулярно к оси (рис. 1.16). Возьмем луч  $B_1S_1$ , падающий на сферическую поверхность под углом  $i$ , преломляющийся под углом  $r$ , и обозначим расстояния  $A_1S = a_1$  и  $A_2S = a_2$ . Тогда из треугольников  $A_1B_1S$  и  $A_2B_2S$  имеем:  $\frac{y_1}{a_1} = \operatorname{tg} i$ ,  $\frac{y_2}{a_2} = \operatorname{tg} r$ . Поскольку  $\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha$  при малых углах  $\alpha$ , то, используя закон преломления, можно написать:

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.40)$$

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} r} = \frac{y_1}{y_2} \cdot \frac{a_2}{a_1} \quad (1.41)$$

Таким образом,  $\frac{n_2}{n_1} = \frac{y_1}{y_2} \cdot \frac{a_2}{a_1}$  или

$$\gamma^{-1} = \frac{y_1}{y_2} = \frac{n_2}{n_1} \cdot \frac{a_1}{a_2} \quad (1.42)$$

Для преломляющей системы  $n_1$  и  $n_2$  положительны, поэтому знак  $\gamma$  определяется знаками  $a_1$  и  $a_2$ . Если изображение действительно, то  $a_1$  и  $a_2$  имеют разные знаки, так что  $\gamma < 0$ , изображение является обратным, в то время как мнимые изображения являются прямыми; в этом можно убедиться и на конкретных примерах (рис. 1.15). Для сферических зеркал  $\frac{n_1}{n_2} = -1$ , так что

$$\gamma = \frac{-a_2}{a_1} \quad (1.43)$$

В случае действительного изображения  $a_1$  и  $a_2$  теперь имеют одинаковые знаки, так что  $\gamma < 0$ , и изображение опять-таки получается обратным, так и в случае преломляющей поверхности; мнимое изображение является прямым ( $a_1$  и  $a_2$  имеют разные знаки,  $\gamma > 0$ ). Для плоского зеркала  $a_1 = -a_2$ , и  $\gamma = 1$ , то получается прямое (мнимое) изображение в «натуральную» величину.

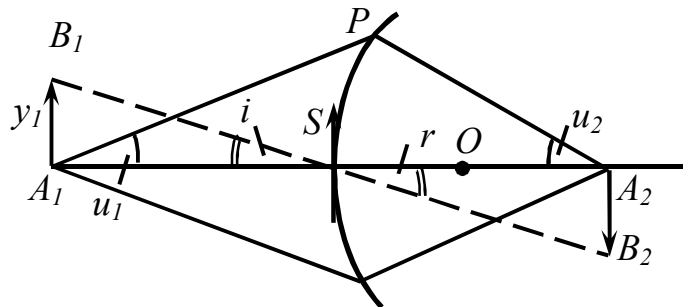


Рисунок 1.16

Сопряженные плоскости (предмета и изображения) для данной системы называются главными, если изображение получается прямым и в натуральную величину ( $\gamma = 1$ ). Для сферической поверхности из (1.42) при  $\gamma = 1$  получим

$$\frac{n_1 a_2}{n_2 a_1} = 1, \text{ и подстановка в (1.32) дает: } a_1 = a_2 = 0. \text{ Это означает, что в данном}$$

случае главные плоскости совпадают и представляются плоскостью, касательной к сфере в точке  $S$  (рис. 1.16), т. е. для получения «натурального» изображения в сферическом зеркале предмет необходимо приблизить непосредственно к поверхности зеркала (для плоского зеркала такого ограничения нет). Углы  $2u_1$  и  $2u_2$ , показанные на рисунке 1.16, характеризуют максимальное раскрытие или «апертуру» сопряженных пучков, идущих из точек  $A_1$  и  $A_2$ . Максимальные значения  $u_1$  и  $u_2$  ограничиваются условием параксиальности лучей. При соблюдении этого условия  $A_1 P \approx A_1 S = a_1$  и  $A_2 P \approx A_2 S = a_2$ , так что  $u_1 \approx \text{tg } u_1 \approx \frac{PS}{a_1}$ ,  $u_2 \approx \text{tg } u_2 \approx \frac{PS}{a_2}$ , откуда

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{a_2}{a_1}. \text{ Тогда формула (1.42) для увеличения дает:}$$

$$\gamma = \frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1 u_1}{n_2 u_2}. \quad (1.44)$$

Эту формулу можно представить также в «симметрическом» виде:

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2. \quad (1.45)$$

Величина

$$L = y n u. \quad (1.46)$$

называется «инвариантом Лагранжа – Гельмгольца». Соотношение (1.45) обобщается на любые центрированные системы, состоящие из множества отражающих и преломляющих сферических поверхностей, выражает «теорему Лагранжа – Гельмгольца»: для параксиальных гомоцентрических пучков величина  $L = y n u$  сохраняется при прохождении ими оптической системы. Поскольку при всех значениях углов  $u$  в пределах «апертуры параксиальных лучей» отношение  $\frac{a_2}{a_1}$  остается постоянным, то выполнение соотношения (1.44)

означает, что увеличение небольшого объекта одинаково для всех частей параксиального пучка; следовательно, не только изображение точки, но и небольшого предмета, расположенного вблизи оси системы, передается параксиальным пучком без искажения. Теорема Лагранжа – Гельмгольца является одной из важнейших в геометрической оптике и накладывает определенные «ограничения свободы» преобразования световых пучков оптическими системами, поскольку апертура и размер изображения оказываются связанными с апертурой и размером предмета. Таким образом, формирование оптической системой произвольно заданного светового пучка принципиально невозможно; это обстоятельство учитывается при



проектировании реальных светотехнических (в частности, фотометрических) систем.

При использовании широких (непараксиальных) пучков условия постоянства увеличения в различных «зонах» система (1.44) приобретает вид

$$\gamma = \frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1 \sin u_1}{n_2 \sin u_2}, \quad (1.47)$$

что означает инвариантность величины  $yn \sin u$ :

$$y_1 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2. \quad (1.48)$$

Это выражение называется «условием синусов» Аббе; его роль в теории аббераций оптических систем будет показана ниже.

Рассмотрим теперь более сложные центрированные системы, содержащие две и более сферические преломляющие поверхности, центры которых лежат на одной прямой, называемой «главной оптической осью» системы. Все предыдущие понятия и законы сохраняют свою силу для любых центрированных оптических систем. В частности, гомоцентрический пучок параксиальных лучей сохраняет свою гомоцентричность при прохождении системы, так что изображение точечного объекта является стигматическим (точечным); небольшой плоский объект, расположенный вблизи оси системы, изображается также плоским участком, геометрически подобным объекту. Для всякой центрированной системы сохраняется наличие двух сопряженных фокусов фокальных поверхностей (плоскостей), а также понятие «главных» плоскостей – сопряженных плоскостей, в которых объект и «прямое» изображение имеют одинаковую величину. Однако если для одной сферической поверхности главные плоскости сливаются в одну, то для произвольной центрированной системы обе плоскости, вообще говоря, не совпадают, и фокусные расстояния системы должны отсчитываться от соответствующей главной плоскости системы до фокуса. Теорема Лагранжа – Гельмгольца (1.45) для этих систем принимает обобщенный вид:

$$y_1 n_1 u_1 = y_2 n_2 u_2 = y_3 n_3 u_3 = \dots \quad (1.49)$$

Рассмотрим особенно важный для практики случай, когда центрированная система состоит из двух сферических поверхностей, между которыми помещен прозрачный, заметно преломляющий материал (т. е. его показатель преломления существенно отличается от окружающей среды, например, воздуха). Такая оптическая система называется «линзой». Наиболее часто на практике используются линзы, изготовленные из специальных сортов «оптического стекла», обладающих различными показателями преломления. В настоящее время сорта оптического стекла весьма многочисленны («крон», «флинт» и т. д.), и их оптические свойства очень разнообразны.

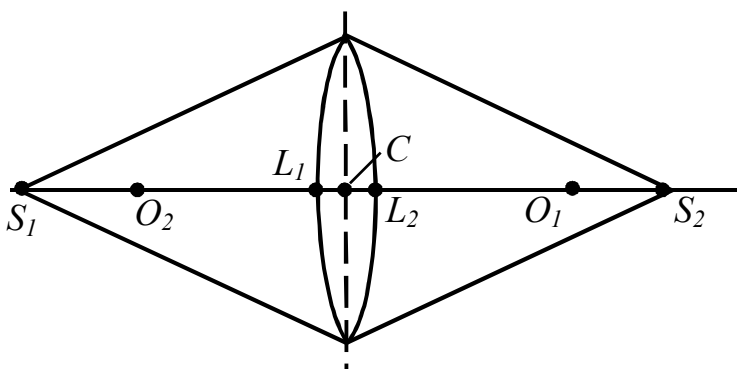


Рисунок 1.17

Если толщина линзы мала по сравнению с радиусами кривизны ограничивающих ее поверхностей, то линза называется «тонкой» (в противном случае – «толстой») (рис. 1.17). В этом случае можно принять, что точки  $L_1$  и  $L_2$  сливаются в одну точку  $C$ , называемую «оптическим

центром» линзы. Любой параксиальный луч, проходящий через точку  $C$ , практически не преломляется (незначительным смещением луча в тонкой линзе можно пренебречь). Этим обстоятельством пользуются на практике при построении изображений в тонких линзах. Линия, проходящая через оптический центр, называется «осью» линзы, а ось, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется «главной» оптической осью (остальные – «побочными»).

Введем обозначения:  $C_1S_1 = a_1$ ,  $C_1S_2 = a_2$ ; показатель преломления материала линзы (стекла) обозначим  $n$ , а окружающей среды (обычно – воздух) –  $n_1$ . Величина  $N = \frac{n}{n_1}$  представляет собой относительный

показатель преломления материала (обычно от 1,4 до 1,8). Последовательное применение формулы (1.32) для обоих преломляющих поверхностей приводит к общей формуле для тонкой линзы.

$$\frac{1}{a_2} - \frac{1}{a_1} = (N - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.50)$$

При применении этой формулы для выпуклых и вогнутых линз при произвольном расположении изображаемого источника следует соблюдать правило знаков: величины  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  считаются положительными, если они отложены вправо от линзы, и отрицательными – влево от линзы. Если знаки  $a_1$  и  $a_2$  одинаковы, то одна из сопряженных точек линзы является мнимой – в ней пересекаются воображаемые продолжения расходящихся после преломления в линзе лучей.

Если положить в (1.50)  $a_1 = -\infty$ , то получим:

$$a_2 = f_1 = \frac{1}{(N - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)}, \quad (1.51)$$

при  $a_2 = \infty$  для  $a_1$  находим:

$$a_1 = f_2 = -\frac{1}{(N - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)} = -f_1. \quad (1.52)$$

Величины  $f_1$  и  $f_2$  называются фокусными расстояниями линзы; фокусы линзы, т. е. точки, в которых сходятся лучи, параллельные главной оптической оси (или их продолжения, если фокус мнимый), расположены по разные стороны от линзы на одинаковых расстояниях от нее. Линза с действительными фокусами называется «собирающей» (или «положительной»), линза с мнимыми фокусами – «рассеивающей» (или «отрицательной»). Если материал линзы преломляет сильнее, чем окружающая среда (т. е.  $N > 1$ , как для стекла в воздухе), то собирающими являются двояковыпуклые, плосковыпуклые и вогнутовыпуклые (утолщающиеся к центру) линзы, а рассеивающими – двояковогнутые, плосковогнутые и выпукловогнутые (утолщающиеся к краям); при  $N < 1$  справедливо обратное утверждение. Заметим также, что лучи, идущие параллельным пучком вдоль одной из побочных осей линзы, пересекаются в плоскости через фокус перпендикулярно главной оси линзы («фокальная плоскость» линзы).

При использовании абсолютных значений  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  и фокусного расстояния  $f$  формула для  $f$  имеет вид:

$$f = \frac{1}{(N - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)}. \quad (1.53)$$

Вместо (1.50) при этом можно написать формулу линзы в виде:

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} = \pm \frac{1}{f}, \quad (1.54)$$

причем для собирающей линзы берется знак плюс, а для рассеивающей – минус.

Методы построения изображений в тонких линзах, как уже отмечалось выше, хорошо известны. В зависимости от типа линзы и расположения источника изображение может быть увеличенным или уменьшенным, прямым или обратным, действительным или мнимым. Выражение для увеличения линзы  $\gamma$ , которое определяется так же, как и для одной сферической поверхности, имеет вид (ср. с (1.42)):

$$\gamma = \frac{y_2}{y_1} = \frac{a_2}{a_1}. \quad (1.55)$$

Аналогично изложенному выше, для действительных изображений  $\gamma < 0$ , т. е. изображение является обратным (перевернутым), а для мнимых изображений  $\gamma > 0$ , что соответствует прямому изображению. Сопряженные плоскости (предмета и изображения), для которых  $\gamma = 1$ , называются главными плоскостями линзы; для тонкой линзы они сливаются в одну плоскость, проходящую через оптический центр линзы перпендикулярно главной оси ( $a_1 = a_2 = 0$ ). Фактические расстояния линзы отсчитываются от этой плоскости, т. е. от поверхности линзы. Величина, обратная фокусному расстоянию,

$$D = \frac{1}{f} \quad (1.56)$$

называется «оптической силой» линзы и измеряется в «диоптриях» ( $1 \text{ дптр} = \text{м}^{-1}$ ).

Удобство использования величины оптической силы вместо фокусного расстояния заключается в том, что в ряде случаев оптическая сила сложной оптической системы оказывается «аддитивной», т. е. равной сумме оптических сил отдельных элементов системы. Такая ситуация имеет место, например, для двух тонких линз, плотно прижатых друг к другу; такую систему можно рассматривать как одну линзу с оптической силой  $D = D_1 + D_2$ .

Такие линзы в виде отдельных оптических элементов используются главным образом в качестве «очковых стекол» или «увеличительных стекол» – см. п. 1.3. В прикладной оптике широко используются весьма сложные оптические элементы и системы, которые, однако, зачастую можно представить как комбинации тонких линз; пример таких систем будет рассмотрен ниже.

Коротко рассмотрим элементы общей теории центрированных оптических систем. Наиболее просто в геометрической оптике строится теория для «идеальной» оптической системы, в которой сохраняется гомоцентричность световых пучков и геометрическое подобие изображения объекта. Каждой точке, прямой на плоскости пространства объектов соответствует сопряженная точка, прямая на плоскости пространства изображений. Если ограничиться параксиальными пучками, проходящими вблизи оси симметрии, то идеальная оптическая система может быть представлена в виде центрированной, т. е. содержащей множество сферических границ раздела сред с различными показателями преломления, причем центры всех сфер лежат на одной прямой – «главной оптической оси», представляющей собой ось симметрии системы. Параксиальный пучок, идущий параллельно главной оптической оси, сходится в некоторой точке на оси, называемой «передним» или «задним» фокусом системы (в зависимости от направления этого луча). Через эти точки перпендикулярно главной оси можно провести фокальные плоскости, в точку которых сходятся параллельные пучки, проходящие под небольшим углом к главной оси. Для любой центрированной системы существуют две сопряженные плоскости, ориентированные перпендикулярно главной оси, точки которых взаимно отображаются прямо в натуральную величину, т. е. увеличение системы равно  $+1$ ; они называются «главными плоскостями» системы и пересекаются с главной оптической осью в так называемых «главных точках» системы ( $H_1$  и  $H_2$ ). «Фокусные расстояния» системы отсчитываются от главных точек до фокусов.

Приведенные выше формулы для простейших систем с учетом указанных определений могут быть обобщены на случай произвольной центрированной системы. Важнейшие в практическом отношении формулы имеют вид:

$$\frac{f_1}{a_1} + \frac{f_2}{a_2} = 1; \quad x_1 x_2 = f_1 f_2; \quad \frac{f_1}{f_2} = -\frac{n_1}{n_2}; \quad \gamma = \frac{x_2}{f_2} = \frac{f_1}{x_1}. \quad (1.57)$$

Здесь  $a_1$  и  $a_2$  – положения сопряженных точек, отсчитываемые от главных точек системы,  $x_1 = a_1 - f_1$  и  $x_2 = a_2 - f_2$  – положения этих точек, отсчитываемые от фокусов,  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления сред, в которых

лежит источник и его изображения соответственно,  $\gamma$  – линейное увеличение системы. На практике часто имеет место случай, когда  $n_1 = n_2$  и тогда:

$$\frac{1}{a_1} - \frac{1}{a_2} = \frac{1}{f}; \quad x_1 x_2 = -f^2; \quad f_1 = -f_2 = f; \quad \gamma = \frac{f}{x_1} = -\frac{f}{x_2}. \quad (1.58)$$

Используя указанное выше правило знаков можно описать свойства «собирающих» и «рассеивающих» оптических систем, ввести понятие «мнимых» сопряженных точек и т. д., аналогично изложенному выше. Помимо линейного увеличения  $\gamma$ , можно ввести также «угловое увеличение»:

$$\omega = \frac{\tan u_2}{\tan u_1} = \frac{a_1}{a_2} \quad (1.59)$$

(смысл величины  $u_1$  и  $u_2$  ясен из рисунка 1.16). Для линейного увеличения сохраняет свою силу общая формула (1.42). Поэтому между угловым и линейным увеличением существует простое соотношение:

$$\omega \cdot \gamma = \frac{n_1}{n_2}. \quad (1.60)$$

В упомянутом выше практически важном случае  $n_1 = n_2$ . Имеем:

$$\omega \cdot \gamma = 1. \quad (1.61)$$

Чем больше линейное увеличение, тем меньше угловое, т. е. при увеличении размеров изображения образующие его лучи составляют меньший угол. Это обстоятельство играет важную роль в светотехнике (см. гл. 4).

Сопряженные точки, для которых угловое увеличение равно 1 ( $n_1 = n_2$ ), называются «узлами» оптической системы  $N_1$  и  $N_2$ , а плоскости, проходящие через эти точки перпендикулярно главной оптической оси, – «узловыми» плоскостями. Сопряженные лучи, проходящие через узлы, параллельны между собой. Шесть плоскостей (две фокальные, две главные и две узловые) и соответствующие им шесть точек главной оси (фокусы, главные точки и узлы) называются «кардинальными» плоскостями и точками для данной оптической системы. Общее расположение кардинальных точек показано на рисунке 1.18. Если  $n_1 = n_2$ , то  $f_1 = f_2$ , узловые точки сливаются с главными, система характеризуется положением четырех кардинальных точек и плоскостей. Если положения кардинальных плоскостей и точек

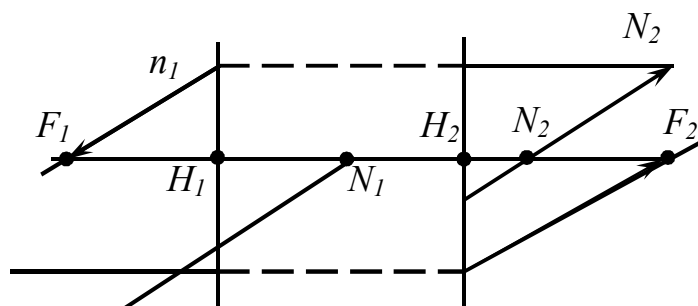


Рисунок 1.18

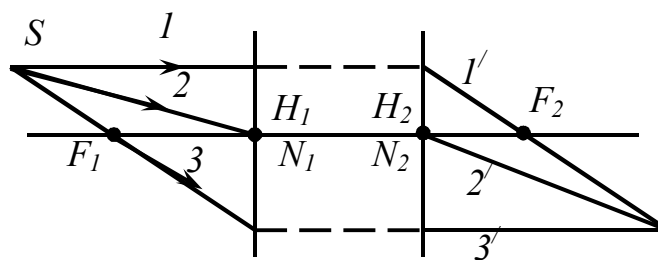


Рисунок 1.19

известны, то можно построить изображение объекта в любой системе (например, в толстой линзе), используя два луча, исходящие из одной точки объекта. Пример такого построения для случая  $n_1 = n_2$  показан на рисунке 1.19 и не требует дополнительных пояснений; вопрос об использовании любой пары из трех «характерных» лучей 1, 2, 3 является главным образом вопросом практического удобства.

Наряду с линейным «поперечным» и угловым увеличениями, рассмотренными выше в геометрической оптике вводится также понятие о «продольном» увеличении системы  $v$ . Это связано с тем, что реальные объекты являются «пространственными», т. е. всегда имеют некоторую протяженность  $\Delta x_1$  вдоль главной оптической оси системы, поэтому и изображение будет иметь некоторый «продольный» размер  $\Delta x_2$ . В зависимости от положения объекта на оси продольное увеличение изменяется весьма значительно, поэтому отрезки  $\Delta x_1$  и  $\Delta x_2$  считаются малыми (по сравнению с расстоянием от объекта до главных точек системы). Продольное увеличение определяется при этом как

$$v = \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1}. \quad (1.62)$$

Используя формулу (1.57), нетрудно показать, что между тремя величинами  $\gamma$ ,  $\omega$  и  $v$  существует связь вида:

$$\omega \cdot v = \gamma. \quad (1.63)$$

Продольное увеличение характеризует так называемую «глубину резкости» изображения пространственного объекта. В случае  $n_1 = n_2$ , когда

согласно (1.61),  $\omega = \frac{1}{\gamma}$ , формула (1.63) дает:

$$v = \gamma^2. \quad (1.64)$$

Таким образом, продольное увеличение изменяется при изменении положения объекта значительно резче, чем поперечное, как уже отмечалось выше.

«Идеальное» изображение объекта, геометрически совершенно подобное ему, может быть получено лишь при условии, что оно образуется параксиальными пучками, образующими малые углы с главной оптической осью системы; кроме того, предполагалось, что показатель преломления для всех лучей одинаков, что заведомо не справедливо для света сложного состава из-за наличия «дисперсии» в любом материале, т. е. зависимость показателя преломления от длины волны. Таким образом, на практике все указанные условия получения «идеальных» изображений в той или иной мере нарушаются, что обуславливает появление разного рода несовершенств или погрешностей изображения – так называемых «аббераций» оптических систем. Теория оптических аббераций является весьма сложной, а меры практического устранения (точнее говоря, сведения к минимуму) абберации отличаются

большим разнообразием. Поэтому мы остановимся на этих вопросах лишь очень коротко.

«Сферическая aberrация» возникает при освещении оптической системы широким, т. е. непараксиальным, пучком света. Как уже указывалось выше, положение точки  $S'$ , в которой лучи от источника  $S$  после преломления на

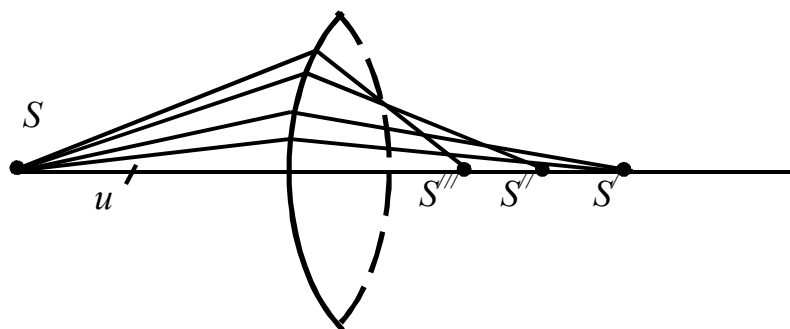


Рисунок 1.20

сферической поверхности (или в линзе, показано пунктиром) пересекают оптическую ось, не зависит от угла  $u$  лишь при малой величине  $u$ . При увеличении  $u$  точка  $S'$  начинает заметно смещаться, переходя в положения  $S''$ ,  $S'''$ , и т. д. – крайние лучи преломляются сферой сильнее, чем три осевые (рис. 1.20). В результате изображение точки  $S$ , образованное широким пучком, принимает вид диска конечных размеров «кружка рассеяния», т. е. стигматичность изображения нарушается. Это явление называется «сферической» aberrацией, хотя аналогичное явление наблюдается и при иных формах преломляющей поверхности. За меру aberrации принимаются расстояния  $SS''$ ,  $SS'''$  и т. д. Величина aberrации зависит от многих факторов – формы оптического преломляющего элемента (линзы), его показателя преломления и расположения поверхностей линзы относительно объекта (например, для двояковыпуклой линзы более выгодным оказывается ее расположение более выпуклой стороной к объекту). Для рассеивающей (отрицательной) линзы знак aberrации противоположен показанному на рисунке 1.20. Этим пользуются для «исправления» сферической aberrации, комбинируя положительные (собирающие) и отрицательные линзы в соответствии с расчетом. Полностью устранить сферическую aberrацию невозможно, однако получить практически удовлетворительное ее «исправление» удастся сравнительно просто даже с помощью упомянутых «двулинзовых» систем. Для исправления сферической aberrации отражательных поверхностей – зеркал (например, для осветительных прожекторов) – им придают форму параболоида вращения и располагают источник света в его фокусе. В современных оптических системах сферическая aberrация редко является серьезной помехой.

Если точечный источник широкого светового пучка находится вне главной оси системы, то наблюдается aberrация более сложного вида – «кома»: изображение точки имеет вид неравномерно освещенного пятна неправильной формы с «хвостом». Существуют разнообразные способы ослабления комы.

При наклонном падении светового пучка от точечного источника (под углом к главной оси) на оптическую систему возможна потеря его гомоцентричности. Изображение точки при этом становится астигматическим и

имеет вид пятна, форма которого зависит от положения источника относительно оптической системы и положения плоскости наблюдения; обычно наблюдается эллипс с различным эксцентриситетом, в предельных случаях «вырождающийся» в отрезки прямых. Изображение линейного источника обладает различной резкостью при разных положениях экрана; например, при изображении сетки из взаимно перпендикулярных линий горизонтальные линии могут выглядеть резче («чернее» при регистрации на фотопластинке) вертикальных, и, наоборот (при этом имеет место также искривление плоскости изображения). Такой вид аберрации называется «астигматизмом». Борьба с астигматизмом и искривлением плоскости изображения ведется особенно интенсивно при конструировании объективов для фотоаппаратов с целью обеспечения высокого качества фотоснимков. Астигматизм оптической системы может быть сведен к минимуму путем специальных конструктивных мероприятий – подбором радиусов кривизны линз, показателей преломления материалов оптических элементов и их взаимного расположения.

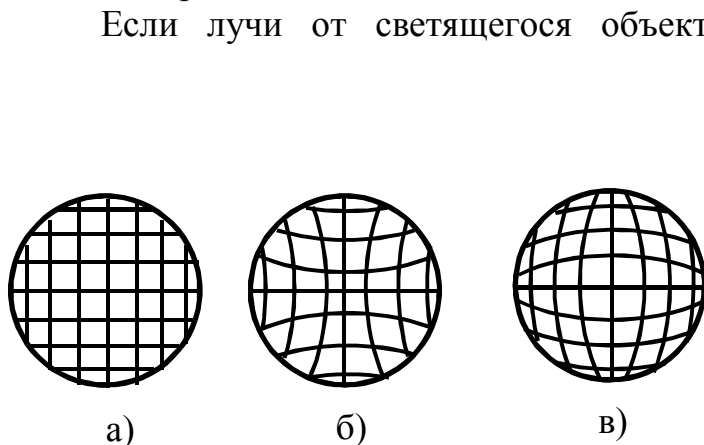


Рисунок 1.21

Если лучи от светящегося объекта идут даже узким пучком под большими углами к оптической оси системы, то наблюдается так называемая «дисторсия»: изображение становится отличным от предмета. Это объясняется зависимостью увеличения  $\gamma$  от угла  $u$  при больших величинах  $u$  (см. выше), так что от центра изображения к периферии увеличение изменяется.

Типичные виды дисторсии – «подушкообразная» и «бочкообразная» – показаны на рисунке 1.21, б и в соответственно, на рисунке 1.21, а – не искаженное изображение. Существуют различные способы сведения к минимуму этого вида аберрации; особенно тщательно исправляются на дисторсию объективы «аэрофотоаппаратов», предназначенных для проведения геодезических и разведывательных аэрофотосъемок (см. ниже.).

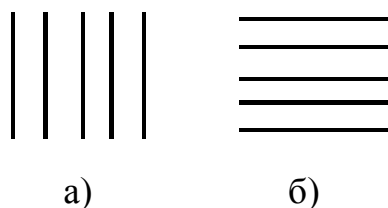


Рисунок 1.22

Астигматизм может наблюдаться и в случае нарушения симметрии самой оптической системы в силу ее конструктивных особенностей. Например, после прохождения симметричного светового пучка через «цилиндрическую» линзу, одно из сечений которой – плоское, а второе (перпендикулярное первому) – круговое, преломленный пучок оказывается несимметричным, и изображение становится



астигматическим. Такой оптический дефект иногда присущ и человеческому глазу, что проявляется в его неспособности видеть одинаково резко взаимно перпендикулярные линии. Астигматизм глаза обнаруживается с помощью специальных испытательных таблиц типа показанной на рисунке 1.22: если, например, система линий (А) представляется более резкой, то при повороте таблицы на  $90^\circ$  покажется более резкой система (Б). Этот дефект исправляется с помощью специальных очков с цилиндрическими линзами.

Как уже указывалось выше, для получения неискаженного изображения протяженного предмета, перпендикулярного оптической оси, гомоцентричности пучков от источников на оси системы еще недостаточно: необходимо, чтобы и поперечное увеличение системы  $\gamma$  было одинаковым для различных участков. В противном случае стигматичность не будет сохраняться для внеосевых точек предмета. Указанное требование выполняется при соблюдении условия (1.47) – «условия синусов» Аббе. При этом точки объекта, лежащие вблизи оси, изображаются стигматически («резко») даже и широкими пучками (с большими углами  $u_l$ , (рис. 1.16)); это означает, что в данной системе исправлена абберрация комы. Две сопряженные точки, для которых устранена сферическая абберрация и выполнено условие синусов, называются «апланатическими». Для заданной системы возможна лишь одна пара таких точек, поэтому соблюдение условий апланатизма особенно важно в тех случаях, когда объект всегда располагается вблизи определенной характерной точки оптической системы. Примером такой системы является микроскоп, в котором объект помещается вблизи фокуса объектива и посылает в него широкие световые пучки (см. ниже, п. 1.4).

При использовании источника «белого» света в оптической системе наблюдается «хроматическая абберрация», обусловленная тем, что составляющие сложного света преломляются в оптических материалах неодинаково. Это явление – «дисперсия» света – будет подробно рассматриваться ниже, в гл. 3. Здесь мы отметим лишь, что показатель преломления большинства прозрачных веществ  $n$  возрастает с уменьшением длины световой волны  $\lambda$  согласно приближенной формуле Коши:

$$n(\lambda) \approx a + \frac{b}{\lambda^2}, \quad (1.65)$$

где  $a$  и  $b$  – константы материала. Мерой дисперсии является резкость величин  $n$  для некоторых определенным образом выбранных длин волн. Так, «средняя дисперсия» определяется как  $n_f - n_c$ , где  $n_f$  – соответствует синей (F) линии водорода 486,1 нм, а  $n_c$  – красной (c) линии водорода 656,3 нм. Используется также «относительная дисперсия»  $\frac{n_f - n_c}{n_d - 1}$ , где  $n_d$  относится к желтой (D) линии натрия 589,3 нм, а также обратная величина – «коэффициент дисперсии» или «число Аббе»:

$$v = \frac{n_d - 1}{n_f - n_c}. \quad (1.66)$$

Величина  $\nu$  изменяется в довольно широких пределах – примерно от 20 для тяжелых сортов стекла (с большой дисперсией) до 100 для флюорита (с малой дисперсией). Для оптического стекла дисперсия обычно возрастает с увеличением плотности (удельного веса) его материала. Например, для боросиликатного крона (С–20) с  $n_d = 1,51$  величина  $n_f - n_c = 0,00805$ , баритового крона (С–17)  $n_d = 1,5399$ , а  $n_f - n_c = 0,00905$ , для тяжелого крона (С–24)  $n_d = 1,6126$  и  $n_f - n_c = 0,01046$ ; для тяжелого флинта (С–18)  $n_d = 1,7550$ , а величина  $n_f - n_c = 0,02743$ . Подробные таблицы этих параметров имеются в специальной литературе.

Вследствие дисперсии при прохождении белого света через трехгранную призму, фиолетовые лучи отклоняются сильнее красных. Поскольку линза может быть представлена как совокупность сложных призм, то аналогичное явление наблюдается и при прохождении белого света через линзу: фиолетовые лучи собираются в «своем» фокусе  $F_1$ , а красные –  $F_2$  (промежуточные цветные лучи соберутся в точках между  $F_1$  и  $F_2$ ) (рис. 1.23). Поэтому «белый» точечный источник изображается системой цветных колец, образующих радужный кружок. Это явление называется «продольной хроматической aberrацией» и выражено тем сильнее, чем больше дисперсия материала линзы.

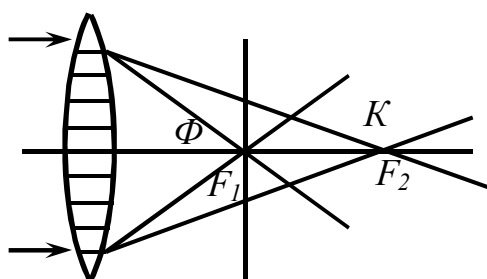


Рисунок 1.23

Для исправления хроматической aberrации используются различные комбинации собирающих и рассеивающих линз, изготовленных из специально подобранных материалов с различными дисперсиями. При этом следует иметь в виду, что исправления хроматической aberrации оказывает влияние и на величину рассмотренных выше «геометрических» aberrаций. Одновременное исправление всех

видов aberrации представляет собой весьма сложную расчетную задачу; полное устранение всех aberrаций принципиально невозможно. Поэтому на практике приходится идти на компромиссы, рассчитывая оптическую систему для конкретной области применения и устраняя наиболее существенные для этой области aberrации. Например, для телескопических объективов наиболее важно уменьшить сферическую и хроматическую aberrации для точек, близких к оптической оси телескопа; напротив, для объективов микроскопов и других объективов, собирающих широкие световые пучки, наиболее важно устранить дисторсию и искривление поля, а также хроматическую aberrацию. В приборах для спектрального анализа объектив коллиматора, направляющий свет на диспергирующий элемент, должен быть хорошо исправлен на хроматическую aberrацию, в то время как объектив камеры, собирающий монохроматические пучки, можно не исправлять на этот вид aberrации, но зато очень важно исправить его на астигматизм и кому для получения хорошего изображения

спектра и т. д. Рассмотрим некоторые специальные типы объективов (собирающих линз), применяемые в оптической практике, в которых исправлены те или иные виды aberrаций.

Объектив, в котором исправлены сферическая и хроматическая (для двух длин волн) aberrации, называется «ахроматом». Такие объективы широко применяются в биноклях, микроскопах, дальномерах, фотоаппаратах и многих геодезических спектральных и других оптических приборах. Исправление хроматической aberrации достигается подбором стекол с различными коэффициентами дисперсии; сферическая aberrация компенсируется изменением кривизны поверхностей составляющих объектив линз. В зависимости от своего назначения хроматическая aberrация в ахроматах компенсируется для различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Например, для ахроматов, используемых в приборах для визуального наблюдения,  $\lambda_1 = 656 \text{ нм}$ ,  $\lambda_2 = 486 \text{ нм}$  для ахроматов, используемых в астрофотографических приборах,  $\lambda_1 = 486 \text{ нм}$ ,  $\lambda_2 = 404 \text{ нм}$ , и т. д. Остаточная хроматическая aberrация («вторичный спектр»), т. е. некомпенсированная для других, кроме  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , длин волн может существенно ухудшить качество изображения (например, в микроскопических и спектральных объективах), и на практике ее стремятся уменьшить путем использования специальных сортов стекол и кристаллов.

Объектив, в котором исправлена сферическая aberrация, хроматические разности сферической aberrации («сферохроматическая aberrация»), а остаточная хроматическая aberrация мала по сравнению с ахроматами, называются «апохроматом». Уменьшение хроматической aberrации в апохроматах достигается применением специальных сортов стекла (куруфлинт) или флюорита, а также введением зеркал в оптическую систему. Апохроматы применяются в различных конструктивных исполнениях в качестве астрономических, микроскопических и фотографических объективов.

Объектив, в котором исправлены сферическая и хроматическая aberrации и кома, называется «апланатом». Он состоит из двух одинаковых, симметрично расположенных ахроматических линз и имеет средние значения апертуры и поля зрения.

Наиболее совершенный сложный объектив (обычно для фотоаппаратов), в котором исправлены астигматизм, кривизна поля, сферическая aberrация и кома (т. е. aberrации 3-го порядка), а также хроматическая aberrация, называется «апастигметом». Объективы с большим относительным отверстием и полем зрения получаются путем комбинирования большого числа линз из различных сортов стекла. Например, объектив «Индустар» имеет относительное отверстие от  $\frac{1}{2,8}$  до 1:9, угол зрения – до  $55^\circ$ , при фокусном расстоянии от 50 мм до 1 200 мм. Выпускают также объективы «Юпитер», «Сумикрон», «Урал» и другие, с аналогичными оптическими характеристиками.

В реальных оптических устройствах для получения изображений хорошего качества необходимо ограничивать ширину световых пучков; такое ограничение имеет принципиальное значение и для «идеальных» оптических систем. Причина этого заключается в том, что любая оптическая система (в том числе и глаз) в конечном счете, дает изображение объекта в некоторой плоскости (сетчатка глаза, фотопластинка, экран и т. д.); в то же время все реальные объекты являются пространственными (трехмерными). Поэтому отдельные точки трехмерного объекта находятся на разных расстояниях от оптической системы, и им соответствуют различные сопряженные плоскости. Если совместить плоскость наблюдения (экран, фотопластинка и т. д.) с одной из этих плоскостей, то лишь одна точка объекта изобразится в ней точкой, а все остальные – светлыми кружками, размеры которых будут зависеть от ограничения ширины пучков. Если же эти пучки не ограничить, то в плоскости наблюдения получились бы отдельные точки объекта на общем, равномерно освещенном фоне. Таким образом, резкость изображения пространственного предмета на плоскости улучшается при ограничении («диафрагментовании») пучка.

Диафрагма, ограничивающая пучок действующих лучей называется «апертурной диафрагмой». Такой диафрагмой может служить оправка линзы (объектива) или же специальный непрозрачный экран с отверстием (диаметр которого меньше, чем оправы линзы), располагаемый перед (или после) оптической системой или между ее оптическими элементами. Отверстие, которое сильнее всех других ограничивает входящий пучок и, следовательно, видно под наименьшим углом из точки пересечения главной оси системы с плоскостью предмета, называется «входным зрачком» системы. Сопряженное с ним отверстие, или его изображение, ограничивающее выходной пучок (сопряженный входному), называется «выходным зрачком». Если апертурная диафрагма расположена перед системой, то она является для нее входным зрачком, а ее изображение – выходным зрачком. Если же она находится позади системы, то она совпадает с выходным зрачком, а выходным зрачком является ее изображение в системе. Если же апертурная диафрагма помещена внутрь системы, то ее изображение в передней части системы является входным зрачком, и изображение в задней части системы – выходным зрачком. Угол, под которым виден радиус входного зрачка из точки пересечения оси с плоскостью предмета, называется «углом проекции». Лучи, проходящие через центр апертурной диафрагмы, называются «главными лучами»; эти лучи проходят также и через центры входного и выходного зрачков, сопряженные с центром апертурной диафрагмы.

На основе изложенных общих теоретических представлений строится теория различных оптических систем. Реальные системы обладают большим разнообразием и зачастую весьма сложны. Однако можно выделить несколько больших групп оптических приборов по их назначению.

К первой из таких групп относятся приборы, служащие для получения изображения предметов, которые по той или иной причине неудобны для

«визуального наблюдения» простым глазом. «Естественный» оптический инструмент – человеческий глаз, действие которого будет подробно рассмотрено ниже, – является весьма тонким и совершенным, однако его возможности ограничены рассмотрением сравнительно крупных и близко расположенных предметов. Причина этого, как будет выяснено ниже, заключается, коротко говоря, в том, что для получения детальной информации о предмете необходимо, чтобы его изображение занимало определенное минимальное место на сетчатке глаза. Мелкие и отдаленные предметы такому условию не удовлетворяют, и для их рассмотрения применяются специальные приборы – микроскопы и телескопы (см. ниже).

Ко второй группе относятся «проекционные» приборы, служащие для получения изображения на «экране наблюдения» с целью его последующей регистрации, в демонстрационных целях и т. д. Сюда относятся фотоаппарат, кинопроектор и другие оптические приборы. Очень часто приборы первой и второй групп используются в различных комбинациях друг с другом; например, в астрофизике изображение светил в телескопе, как правило, не рассматривают глазом, а регистрируют с помощью фотоаппарата (или иного приемника излучения).

К третьей группе можно отнести осветительные и облучательные установки, обычно состоящие из источника света и «рефлектора», концентрирующего световой пучок в нужном направлении. Такие оптические установки широко используются во многих областях народного хозяйства и будут рассмотрены несколько подробнее в гл. 4. Наконец, особую группу образуют «спектральные» приборы, предназначенные для анализа света сложного спектрального состава (см. гл. 5).

За последнее время широкое распространение получили новые источники света, обладающие уникальными оптическими свойствами – оптические квантовые генераторы или «лазеры». Их создание привело к развитию новой области нелинейной оптики, законы которой существенно отличаются от рассмотренных выше. Основы лазерной оптики и техники будут изложены в гл. 6. Здесь же мы рассматриваем лишь некоторые простейшие оптические системы, относящиеся к первым двум из перечисленных групп приборов. Для понимания их действия необходимо вначале более детально ознакомиться с основными свойствами «естественной» оптической системы, т. е. человеческого глаза.

### 1.3 Физика зрения

Человеческий глаз имеет весьма сложное строение и состоит из нескольких оптических сред с различными показателями преломления. Упрощенная схема глаза показана на рисунке 1.24. Глазное яблоко окружено плотной непрозрачной оболочкой – «склерой» (1)

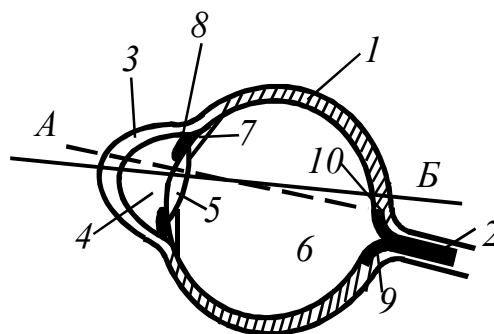


Рисунок 1.24

толщиной до 1,1 мм, через заднюю стенку которой проходит глазной нерв (2), осуществляющий передачу «зрительного ощущения» в мозг, и развитая система кровеносных сосудов, обеспечивающая жизнедеятельность глазных тканей. Более выпуклый прозрачный передний участок склеры называется роговой оболочкой или «роговицей» глаза (3) толщиной 0,5 мм. Роговица вместе с «передней глазной камерой» (4), «хрусталиком» (5) и задней глазной камерой (6) образует оптическую систему глаза, которая в первом приближении может быть представлена как центрированная система, состоящая из четырех сред с различными показателями преломления, разделенных сферическими границами раздела. Первая из этих сред – роговица – имеет показатель преломления  $n = 1,376$ . Второй средой является прозрачная жидкость – «водянистая влага», заполняющая переднюю глазную камеру толщиной около 3,6 мм, имеет величину  $n = 1,336$  (т. е. близкую к показателю преломления воды). Третья среда – хрусталик – состоит из трех слоев волокнистого строения, причем для наружных и средних, более «мягких» слоев,  $n = 1,405$  и  $1,429$  соответственно, а для твердого «ядра»  $n = 1,454$ . Наконец, четвертой средой является прозрачное «студнеобразное» вещество – «стекловидное тело» с показателем преломления  $1,336$ , заполняющее заднюю глазную камеру. Хрусталик имеет форму двояковыпуклой линзы (передняя поверхность имеет несколько меньшую кривизну, чем задняя), и поскольку его показатель преломления выше, чем окружающей среды, действует, как собирающая линза, создающая изображение на внутренней поверхности склеры. Эта поверхность содержит «сосудистую оболочку» толщиной около 0,4 мм, в которой разветвляются кровеносные сосуды. Ее передняя утолщенная часть содержит «ресничную мышцу» (7), соединенную с хрусталиком, и непрозрачную «радужную оболочку» (8) кольцеобразной формы, окраска которой определяет индивидуальный «цвет глаз». Круглое отверстие в радужной оболочке называется «зрачком» глаза и играет роль апертурной диафрагмы. Изображение этого отверстия, создаваемое водянистой влагой и роговицей, играет роль входного зрачка, а изображение, создаваемое хрусталиком и стекловидным телом – роль выходного зрачка оптической системы глаза (таким образом, здесь имеет место упомянутый выше случай, когда апертурная диафрагма находится внутри оптической системы). Положения этих «оптических» зрачков мало отличаются от фактического положения глазного зрачка. Сужение и расширение зрачка при изменении яркости поступающего в глаз света осуществляется рефлекторно под действием линзы (7); этот процесс называется «световой адапцией» глаза (см. ниже).

На внутренней поверхности сосудистой оболочки расположена светочувствительная «сетчатая оболочка» – «сетчатка» («ретины», толщиной около 0,4 мм), образуется разветвлениями зрительного нерва (2), который входит в глаз несколько в стороне от линии «прямого зрения»  $AB$  (рис. 1.24), ближе к носовой полости (таким образом, на рисунке 1.24 показано схематически устройство правого глаза). В месте начала разветвления (9) зрительного нерва сетчатка не чувствительна к свету, и это место называется

«слепым пятном» (его существование обнаруживается, например, с помощью «опыта Мариотта», описанного во многих учебниках физики). В месте пересечения линии  $AB$  с сетчаткой расположено так называемое «желтое пятно» (10) с поперечными размерами порядка 1 мм; в его центральной части находится так называемая «центральная ямка» со средним поперечным размером 0,2–0,3 мм. В этой области светочувствительность сетчатки максимальна, поэтому именно здесь должно создаваться изображение рассматриваемых объектов. С линией прямого зрения не вполне совпадает «ось симметрии» глаза, которая проходит через наиболее выступающую точку роговицы (выше точки  $A$  на рисунке 1.24) и центр зрачка, как показано пунктирной линией на рисунке 1.24; эта линия пересекает сетчатку в точке между 9 и 10 и образует угол около  $5^\circ$  с линией  $AB$ .

Кривизна выпуклых поверхностей хрусталика (главным образом передней) рефлекторно изменяется мышцей 7 при рассматривании предметов различных размеров и на разных удалениях от глаза. Тем самым достигается «фокусировка» изображения на сетчатке – «аккомодация» глаза, т. е. изменение его оптической силы. Естественно, что такая аккомодация может осуществляться лишь в определенных пределах, ограничивающих «область аккомодации» глаза. В напряженном состоянии мышцы хрусталика нормального глаза «аккомодированы» на отчетливое видение бесконечного удаления предметов («аккомодация на бесконечность»). При приближении предмета к глазу аккомодация осуществляется путем «искривления» хрусталика мышцей 7, находящейся в напряженном состоянии. При максимальной напряженности мышцы глаз может отчетливо видеть предметы, находящиеся на определенном минимальном расстоянии от глаза, которое называется «ближней точкой ясного видения». Положение этой точки изменяется с возрастом человека: до десяти лет эта точка расположена примерно в 7–8 см от глаза, а к 40–45 годам это расстояние возрастает примерно до 25 см.

Несмотря на сложность описанной выше оптической системы глаза, при ориентировочной оценке его работы глаз можно рассматривать как простую «идеальную» оптическую систему, главные плоскости которой ( $H$ ) совпадают и расположены вблизи зрачка глаза. Переднее фокусное расстояние ( $HF$ ) принимают равным приблизительно 17 мм, заднее ( $HF'$ ) – около 23 мм

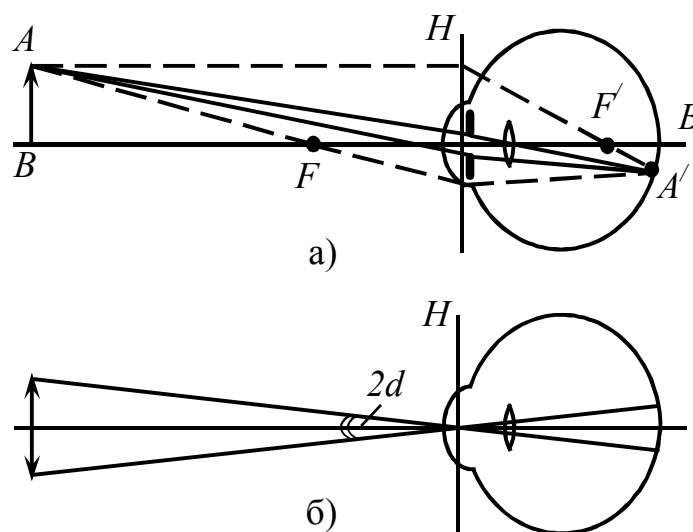


Рисунок 1.25

(рис. 1.25, а). В этом случае изображение

предметов, создаваемое глазом, легко настроить с использованием общих методов, описанных выше. На рисунке 1.25, а пунктирными линиями показаны «лучи построения», а лучи, фактически проходящие через входной зрачок системы и создающие действительное изображение на сетчатке глаза, – сплошными линиями. На рисунке 1.26, б представлен «угол зрения»  $2\alpha$ , под которым виден предмет или его изображение на сетчатке из центра зрачка. Чем

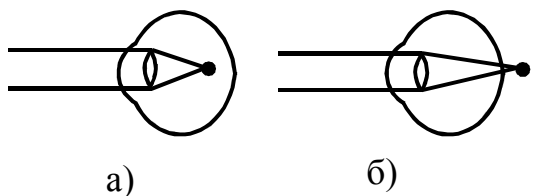


Рисунок 1.26

больше угол зрения, тем больше изображение предмета на сетчатке и, следовательно, глаз различит больше деталей на рассматриваемом объекте. Таким образом, зрение определяет «разрешение» деталей объекта глазом; поэтому назначение оптических приборов,

вооружающих глаз, состоит, по существу, в увеличении «угла зрения», под которым виден предмет. Согласно изложенному выше, возможности простого способа увеличения угла зрения – путем приближения предмета к глазу – ограничены способностью глаза к аккомодации. Для нормального глаза «расстояние ясного видения», при котором предмет рассматривается с хорошим разрешением без чрезмерного напряжения мышцы хрусталика (например, при чтении, письме и т. д.), принимается равным 25 см. При необходимости рассмотреть мелкие детали предмета, разумеется, можно кратковременно приблизить к глазу на меньшее расстояние (в пределах указанной выше области аккомодации), однако при необходимости длительного визуального наблюдения при этом лучше воспользоваться оптическими приборами (например, лупой, см. ниже).

Изложенное выше относилось к «нормальному» глазу; однако часто встречаются дефекты зрения, называемые (не совсем удачно, см. ниже) «близорукостью» и «дальнозоркостью». В «близоруком» глазу параллельные лучи от бесконечно удаленного источника сходятся в точке перед сетчаткой (рис. 1.26, а), в «дальнозорком» глазу – за сетчаткой (рис. 1.26, б). Такой эффект может быть обусловлен, например, слишком большой длиной глаза в первом случае и малой – во втором; отступления от нормальной длины глаза всего на 1 мм и менее уже могут вызвать заметную близорукость или дальнозоркость (возможны и другие причины появления подобного дефекта зрения). Для близорукого глаза «ближняя точка ясного видения» находится ближе к глазу, а для дальнозоркого глаза – дальше, чем у нормального. С возрастом способность мышцы хрусталика к аккомодации снижается (при этом имеет место некоторое уплотнение хрусталика), и указанная точка удаляется от глаза (до 50 см к 50 годам). Это явление называется «старческой дальнозоркостью». Следует отметить, что термин «дальнозоркость» является неудачным, поскольку развитие дальнозоркости отнюдь не означает улучшение качества зрения. Вся область пространства за пределами «расстояния ясного видения» наблюдается дальнозорким глазом не лучше, чем нормальным, а более близкие предметы он видит хуже, чем нормальный.



Для исправления указанных дефектов зрения применяются очки – совокупность двух линз, которые с помощью жесткой оправы располагаются на определенном расстоянии друг от друга (называемом «размером» оправы), соответствующем расстоянию между осями правого и левого глаза, индивидуальном для отдельных людей. При близорукости применяются «очковые стекла», представляющие собой рассеивающие линзы (рис. 1.27, а). В результате расхождения лучей в линзе пучок лучей после прохождения оптической системы глаза сходится на его сетчатке.

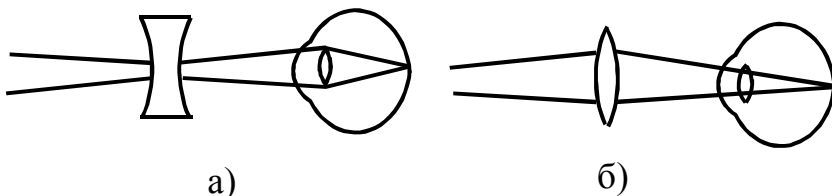


Рисунок 1.27

При дальнозоркости применяются

собирающие линзы, обеспечивающие некоторое «схождение» параллельного пучка перед попаданием в глаз и тем самым также фокусировку пучка на сетчатке (рис. 1.27, б). Очки характеризуются оптической силой линз в диоптриях (см. выше, п. 1.2). Подбор нужной оптической силы осуществляется с помощью специальных таблиц, причем нередко случаи, когда для правого и левого глаза требуются различные линзы. Следует подчеркнуть, что при обнаружении близорукости или дальнозоркости необходимо своевременно начать ношение очков; в противном случае постоянное рефлекторное напряжение глаза вызывает дальнейшее ускоренное развитие дефекта. Распространенное в быту мнение о том, что с годами близорукость может «исправиться» за счет развития «дальнозоркости», в корне ошибочно: как уже указывалось выше, развитие старческой дальнозоркости есть лишь процесс дальнейшего ухудшения возможностей аккомодации глаза, т. е. глаз перестает хорошо различать как далекие, так и близкие предметы. Если, например, человек в пожилом возрасте может без напряжения читать газету без очков, то это означает лишь, что он всю жизнь был близоруким. Ношение своевременно и правильно подобранных очков приводит к существенному замедлению развития дефектов зрения с возрастом.

Процесс возникновения зрительного ощущения (восприятия света), т. е. трансформации изображения на сетчатке в формирование нервных импульсов, является весьма сложным. Сетчатая оболочка глаза состоит из нескольких слоев нервных клеток различного строения; в последнем ее слое находятся нервные клетки, играющие роль приемников («рецепторов») светового излучения, которые в соответствии с наблюдаемой формой были названы «палочками» и «колбочками». В этих клетках под действием света возникают «первичные раздражения», передающиеся по волокнам зрительного нерва в виде электрических импульсов в кору головного мозга (в ее «зрительный центр»). Палочки имеют продолговатую форму с длиной 0,06–0,08 мм, и их общее количество достигает 130 миллионов; колбочки имеют форму, приближающуюся к эллипсоидальной, со средним размером около 0,035 мм, и их количество составляет около 7 миллионов. Периферийные области сетчатки

заполнены почти исключительно палочками, в то время как колбочки «плотнее» располагаются в области желтого пятна (до 15 тысяч на всей его площади).

В центральной части желтого пятна палочки практически отсутствуют, а плотность колбочек достигает 180 тысяч на  $1 \text{ мм}^2$ . В области слепого пятна колбочки и палочки отсутствуют, и зрительное раздражение не возникает. Объект наблюдается глазом наиболее четко, если его изображение получается на сетчатке в области желтого пятна. Если изображение формируется на центральной ямке, то говорят о «фовеальном» зрении, а если вдали от центральной ямки – о «периферическом» зрении. В последнем случае на предмете различается значительно меньше мелких деталей, чем в первом, а цвета различаются лишь при ярком освещении предмета, что связано с отсутствием колбочек на периферии сетчатки (см. ниже).

Как уже указывалось выше, способность глаза различать мелкие детали предметов характеризует его «разрешающую способность» или «остроту зрения». «Нормальной» считается такая острота зрения, при которой глаз воспринимает раздельными изображения двух светящихся точек, угловое расстояние между которыми не превышает 1. Для этого необходимо, чтобы изображение объекта, содержащего эти точки, было достаточно большим и занимало желтое пятно сетчатки. Поле зрения, соответствующее желтому пятну, невелико: на него может одновременно проектироваться картина, занимающая примерно  $6^\circ$  по горизонтальному направлению и  $4^\circ$  – по вертикальному. Поле зрения центральной ямки, проектирование объекта на которую обеспечивает максимальную остроту зрения, еще меньше и не превышает  $1^\circ$ . Однако глаз обладает способностью быстро поворачиваться в глазной впадине (орбите), что позволяет «последовательно» зафиксировать значительно бóльшую поверхность. Благодаря этой особенности поле ясного зрения глаза достигает приблизительно  $180^\circ$  по горизонтали и  $120^\circ$  по вертикали, что значительно превышает возможности хороших оптических приборов.

Многочисленные исследования показали, что светочувствительные рецепторы – палочки и колбочки – играют существенно различную роль в формировании зрительного ощущения. Палочки обладают гораздо более высокой чувствительностью к свету, поэтому при слабом освещении (в сумерках и ночью) зрительное ощущение возникает именно за счет раздражения палочек. В то же время колбочки обладают способностью различать цвета, хотя обладают значительно пониженной световой чувствительностью. «Цветное» зрение начинается с освещенности порядка 1 лк; при освещенности выше  $10^2$ – $10^3$  лк зрение осуществляется почти исключительно колбочками. Физико-химический процесс, происходящий в палочках при их световом раздражении, изучен достаточно детально. Окончания палочек окрашены «зрительным пурпуром» – пигментом розоватой окраски, который под действием света разлагается («выцветает»). Продукты этой фотохимической реакции вызывают раздражение зрительного нерва,

которое трансформируется в зрительное ощущение. При большой интенсивности освещения зрительный пурпур палочки может разложиться полностью, и палочка утрачивает чувствительность к свету. Однако по истечении некоторого времени пурпур вновь вырабатывается и чувствительность палочки к свету восстанавливается. Этот процесс определяет способность глаза приспосабливаться к условиям освещения – «адаптацию» (см. ниже). Значительно более сложным является вопрос о формировании «цветного» зрительного восприятия колбочками. Наиболее общепринятая теория исходит из возможности получения цветового ощущения путем смешения «чистых» цветов – красного, зеленого и сине-голубого (см. гл. 3). Предполагается, что в глазе имеются светочувствительные приемники трех типов, реагирующие преимущественно на свет указанных цветов. Комбинация возбуждений приемников этих трех типов создает зрительное ощущение «цвета». При отсутствии приемников одного из указанных типов человеческий глаз становится «дихроматом», т. е. не различает цвет излучений, которые для людей с нормальным зрением различаются по степени возбуждения отсутствующего у «дихроматов» рецептора. При наличии приемников только одного типа глаз является «монохроматом», т. е. не обладает способностью к различению цветов (такой дефект встречается с частотой приблизительно  $1:10^6$ ). В этом заключается природа известного дефекта зрения – так называемого «дальтонизма».

Приспособление глаза к изменяющимся условиям освещения называется «адаптацией». Изменение чувствительности глаза при переходе от света в темноту называют «темновой» адаптацией, обратный процесс – «световой» адаптацией. При темновой адаптации, продолжающейся обычно несколько часов, чувствительность глаза вначале возрастает быстро, а затем этот рост замедляется; уже к концу первого часа адаптации чувствительность возрастает в  $10^4$ – $10^5$  раз. Световая адаптация происходит значительно быстрее – обычно не более, чем за 3 мин. Наибольший вклад в резкие изменения чувствительности глаза при адаптации вносят палочки; адаптация колбочек протекает быстрее, и их чувствительность может возрастать лишь примерно в 100 раз. Эти процессы изучаются в особом разделе физиологической оптики – «адаптометрии». Сравнительно мало исследованной остается еще «цветовая» адаптация, т. е. изменения восприятия цвета под влиянием изменений цветового освещения. Измерения порога зрительного ощущения в процессе адаптации осуществляют с помощью специальных приборов – «адаптометров». Конструкция таких приборов обеспечивает плавное, точно контролируемое изменение интенсивности света в  $10^7$ – $10^8$  раз. При длительном изучении темновой адаптации в течение часа и более определяется зависимость чувствительность глаза от времени пребывания в темноте и выражается графическим способом. Для кратковременного ориентированного определения (в течение 3 минут) исследуют изменения яркости воспринимаемых цветов в условиях сумеречного зрения. Причины адаптации в настоящее время связывают с восстановлением

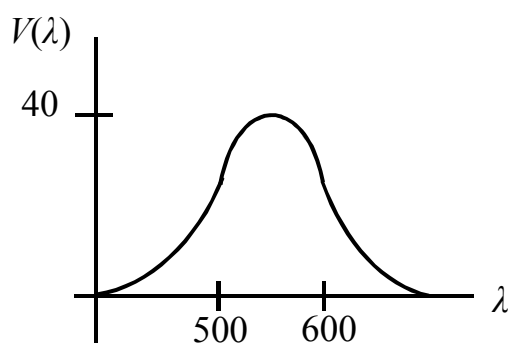


Рисунок 1.28

зрительных пигментов, а также с определенными изменениями в нервных элементах и нервных клетках коры головного мозга.

Характерной особенностью человеческого глаза является различная чувствительность к разным длинам световых волн, которая количественно характеризуется «кривой видности». Она имеет вид, показанный на рисунке 1.28. По оси ординат отложена «видность», обратная энергетической

мощности излучений, воспринимаемых глазом как и равнояркие. Максимум кривой лежит при 555 нм; видность при этой длине волны принимается за 1. При сумеречном зрении кривая сдвигается в сторону коротких волн, с максимумом вблизи 510 нм. Явление повышения чувствительности глаза к коротким волнам при снижении освещенности называется «эффектом Пуркине». Если, например, «окраска» такова, что красный свет при дневном зрении воспринимается в 10 раз ярче, чем голубой, то при сумеречном зрении это соотношение возрастает до 15 – 16. Это подтверждает тот факт, что сумеречное освещение обусловлено в основном палочками, максимум чувствительности которых лежит вблизи 510 нм. Если ограничить поле зрения так (не более  $1,5^\circ$ ), чтобы изображение концентрировалось в пределах центральной ямки, заполненной колбочками, то эффект Пуркинье не наблюдается. Характер кривой видности обусловлен длительным процессом эволюции глаза, приспособившегося к условиям освещения солнечным светом. Максимум кривой видности близок к максимуму спектральной кривой излучения Солнца, причем на видимую область приходится более 40 % всей энергии излучения. Свет с длиной волны короче 290 нм задерживается слоем озона в атмосфере, а УФ излучение в интервале  $290 \text{ нм} < \lambda < 400 \text{ нм}$ , оказывающее сильное физиологическое воздействие на сетчатку, поглощается оптической средой глаза, особенно хрусталиком. Тем самым обеспечивается биологическая защита глаза от ультрафиолетового излучения. С другой стороны, нечувствительность глаза к инфракрасному излучению ( $\lambda > 700 \text{ нм}$ ) обусловлена тем, что он обладает собственным тепловым излучением в этой области (температура глаза – около 320 К), значительно превышающим по энергии прямое солнечное излучение; если бы глаз обладал «инфракрасной чувствительностью», то его нормальная работа как органа зрения стала бы невозможной. Таким образом, человеческий глаз специально приспособлен к условиям освещения на Земле.

Работа глаза с простейшей оптической системой очками – была описана выше. Рассмотрим еще некоторые примеры такого «совместного» действия глаза. На рисунке 1.29 представлена схема наблюдения глазом изображения в плоском зеркале. «Лучи построения» показаны пунктирными, а «лучи зрения» – сплошными линиями. Мнимые изображения  $A'$  и  $B'$  точек  $A$  и  $B$  предмета в плоском зеркале отображаются на сетчатке глаза ( $A''$ ,  $B''$ ); вследствие этого создается впечатление, что предмет расположен за зеркалом симметрично предмету.

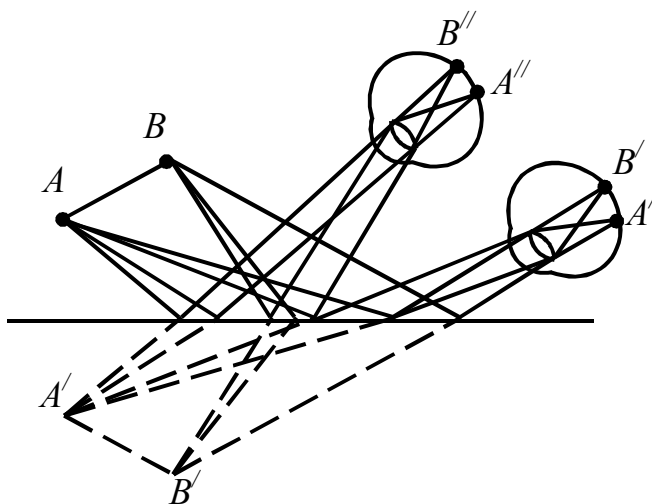


Рисунок 1.29

Поскольку в этом случае «угол зрения» для рассматриваемого изображения равен «углу видимости» самого предмета, то наблюдаемая картина полностью тождественна предмету. Из рисунка 1.29 видно также, что при изменении положения глаза видимое положение изображения не изменится (до тех пор, пока не начнет сказываться ограничивающее действие оправы зеркала, которое, разумеется, всегда имеет конечные размеры).

На рисунке 1.30 представлен другой пример – наблюдение глазом изображения предмета  $AB$  в выпуклом сферическом зеркале. Для нахождения новых центров гомоцентрических пучков, исходящих от крайних точек предмета при первом положении глаза  $M_1$ , можно пользоваться определением фокуса, поскольку отражение происходит на участке вблизи вершины зеркала. Для второго положения –  $M_2$  – ход лучей определяется согласно закону отражения для каждого луча в отдельности (фокусом для этих лучей пользоваться уже нельзя). Поэтому при перемещении глаза от вершины к периферии зеркала его изображение искажается – изменяется его видимое положение и размеры. При этом «угол видимости» предмета меньше угла зрения, так что видимая картина предмета будет меньше действительной и наблюдается ближе к поверхности зеркала, чем предмет. Аналогичным образом можно рассмотреть случай вогнутого зеркала. При этом следует различать два случая, в зависимости от взаимного расположения предмета и фокуса зеркала. При этом изображение оказывается большим, чем предмет, и расположено дальше от поверхности зеркала.

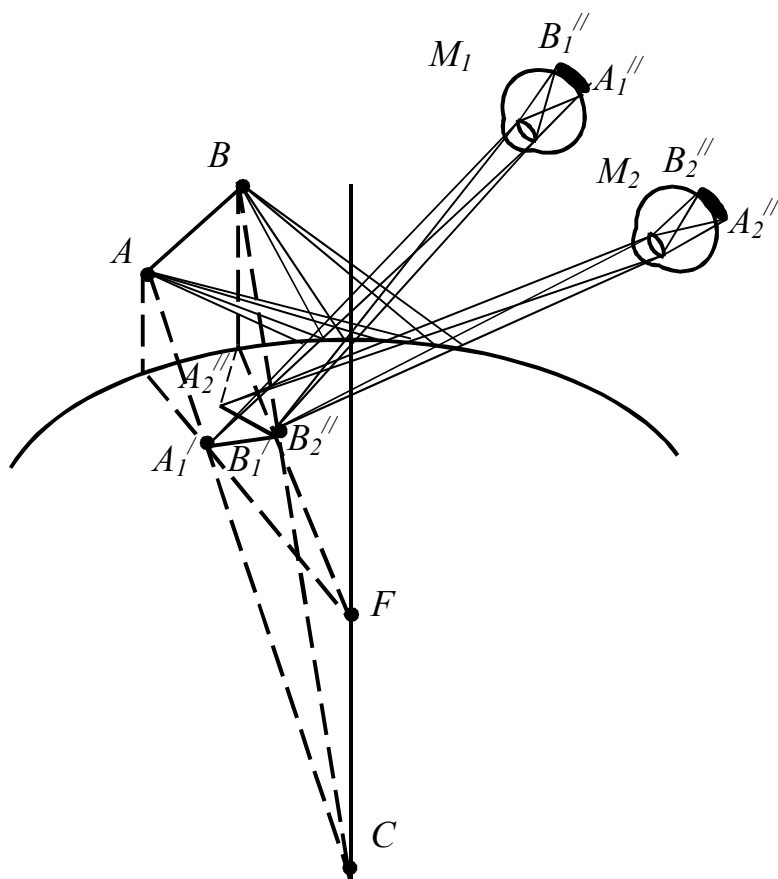


Рисунок 1.30

На этих закономерностях основаны различные практические применения сферических зеркал. Упомянем лишь два примера «массового» типа. Выпуклое зеркало устанавливается сбоку кабины водителя городского транспорта, и ориентируется таким образом, чтобы водитель мог видеть обгоняющий его транспорт, наблюдать за посадкой и высадкой пассажиров и т. д., поскольку зеркало дает уменьшенное изображение, то оно обеспечивает большое «поле зрения», что более существенно, чем искажение формы наблюдаемых водителем объектов. Вогнутое зеркало может, в частности, служить принадлежностью для

бритья; оно дает увеличенное изображение небольшого участка лица, причем искажения при этом также малосущественны. В тех случаях, когда требуется получить неискаженное изображение объекта, применяются более сложные оптические системы, о чем уже упоминалось выше.

На рисунке 1.31 представлено схематически совместное действие глаза и «увеличительного стекла» – «лупы», применяют для рассматривания не слишком мелких предметов. Лупа представляет собой короткофокусную

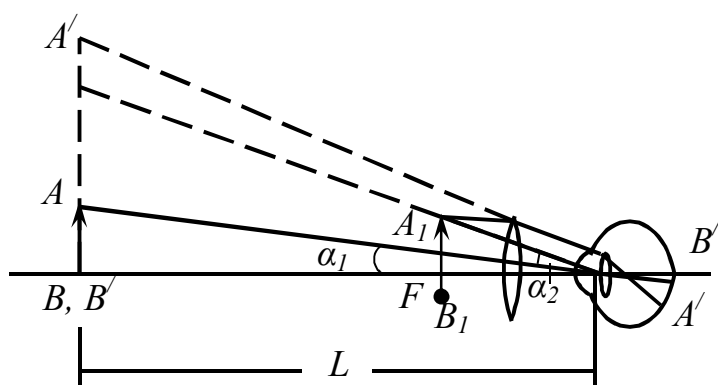


Рисунок 1.31

(величина  $f$  составляет несколько см) собирающую ( $A'$  плосковыпуклую или двояковыпуклую линзу), обычно из стекла. Как было пояснено выше, с целью рассмотрения деталей малого объекта  $AB$  необходимо увеличить угол зрения  $\alpha$ , под которым он виден с места расположения входного зрачка глаза, для этого можно

придвинуть предмет с расстояния наилучшего зрения ( $L \approx 25$  см) в более близкое положение  $A_1B_1$ , как показано на рисунке 1.31. При этом угол зрения увеличится до  $\alpha_2$ , и, соответственно, будет достигнуто «увеличение»  $\gamma = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1}$ . Однако такое наблюдение предмета будет сопровождаться перенапряжением мышц хрусталика и возможно лишь непродолжительное время. Во избежание этого между предметом и глазом помещается лупа (в непосредственной близости от глаза) таким образом, чтобы ее фокус находился немного позади предмета (рис. 1.31). В результате построения хода лучей в системе глаз – лупа мы приходим к выводу, что видимая картина, расположена на расстоянии видимого зрения, теперь рассматривается под углом зрения  $\alpha_2$ , т. е. представляется увеличенной в  $\gamma$  раз. Если в первом приближении пренебречь расстоянием от лупы до входного зрачка глаза, то увеличение лупы будет равно

$$\gamma \approx \frac{L}{f}. \quad (1.67)$$

При изменении положения предмета относительно линзы величина видимого изображения практически не изменяется и является четкой вследствие способности глаза к аккомодации (глаз аккомодируется на расстояние наилучшего зрения); изменяется лишь поле зрения, ограниченное оправой лупы. Однако при установке объекта вблизи фокальной плоскости лупы достигается наименьшая утомляемость глаза, поскольку при этом находится в состоянии аккомодации «на бесконечность».

Поскольку зрачок глаза выделяет сравнительно узкие действующие световые пучки, то в специальных мерах для исправления аберраций в лупе при малых увеличениях нет необходимости. Однако для получения больших увеличений, как видно из формулы (1.67), необходимо изготовить линзу с малым фокусным расстоянием, т. е. с большой кривизной поверхности, что связано с определенными техническими трудностями. Кроме того, при этом геометрические и хроматические аберрации резко усиливаются. По этим причинам увеличение, даваемое лупой, обычно не превосходит 40; на практике употребляются линзы с еще меньшим увеличением (изображение хорошего качества получается при увеличении не более 10). При необходимости получить большие увеличения малых объектов, применяются микроскопы (см. ниже). Следует отметить, что во многих сложных оптических приборах лупа является важной составной частью и играет роль «окуляра», с помощью которого рассматривается глазом изображение, создаваемое основной линзой – «объективом». Переходим к рассмотрению основных типов таких систем, наиболее часто применяемых в практике.

## 1.4 Микроскопы и телескопы

Микроскоп содержит две собирающие линзы – объектив ( $L_1$ ) и окуляр ( $L_2$ ), фокусы которых разделены на расстояние  $\Delta$ , называемое «оптическим интервалом». Обычно окуляр и объектив представляют собой сложные системы

линз, подбираемые с целью минимизации aberrаций (см. ниже), и помещаются в общей светонепроницаемой оправе – «тубусе». Поскольку фокусные расстояния объектива и окуляра ( $f_1$  и  $f_2$  соответственно) обычно малы по сравнению с  $\Delta$ , поэтому в первом приближении величину  $\Delta$  при расчётах можно принимать равной длине тубуса (как правило, эта длина несколько меньше  $\Delta$ ). Рассматриваемый мелкий предмет  $AB$  помещается на «предметном столике» микроскопа на небольшом расстоянии за фокусом объектива. Тогда объектив даёт обратное, действительное и увеличенное изображение  $A'B'$ . Поскольку  $\Delta \gg f_1$ , то из рисунка 1.32 видно, что увеличение  $\gamma_{об}$ , создаваемое объективом, приближённо определяется как

$$\gamma_{об} \approx \Delta / f_1. \quad (1.68)$$

Для наиболее распространённых в практике микроскопов величина  $\Delta$  находится в пределах  $\Delta = 180\text{--}200$  мм, а фокусные расстояния объектива –  $f_1 = 1,5\text{--}10$  мм. Поэтому увеличение  $\gamma_{об}$  составляет примерно от 10 до 100. Окуляр  $L_2$  действует как лупа, через которую рассматривается действительное изображение предмета в объективе  $A'B'$ ; в результате получится мнимое увеличенное обратное изображение предмета  $A''B''$  на расстоянии наилучшего зрения  $L$  от глаза. Согласно формуле (1.67), окуляр создаёт увеличение

$$\gamma_{ок} \approx L / f_2. \quad (1.69)$$

Таким образом, полное увеличение микроскопа равно

$$\gamma = \gamma_{об} \cdot \gamma_{ок} \approx \Delta \cdot L / f_1 \cdot f_2. \quad (1.70)$$

Фокусное расстояние окуляра обычно составляет 10–30 мм. При этом увеличение может быть в принципе доведено до 2 500–3 000 раз без особых технических затруднений; однако качество изображения ограничивается дифракционными эффектами, рассмотренными в гл. 2. Поэтому на практике используются оптические микроскопы с увеличением не более 500–1 000. Для получения больших увеличений используются электронные микроскопы (см. ниже). С целью рационального подбора увеличения в процессе работы

микроскоп обычно снабжается револьверным устройством для быстрой смены объективов; иногда такое же приспособление имеется и для смены окуляров.

Рассматриваемые в микроскоп мелкие объекты обычно нуждаются в освещении посторонним источником. Для этой

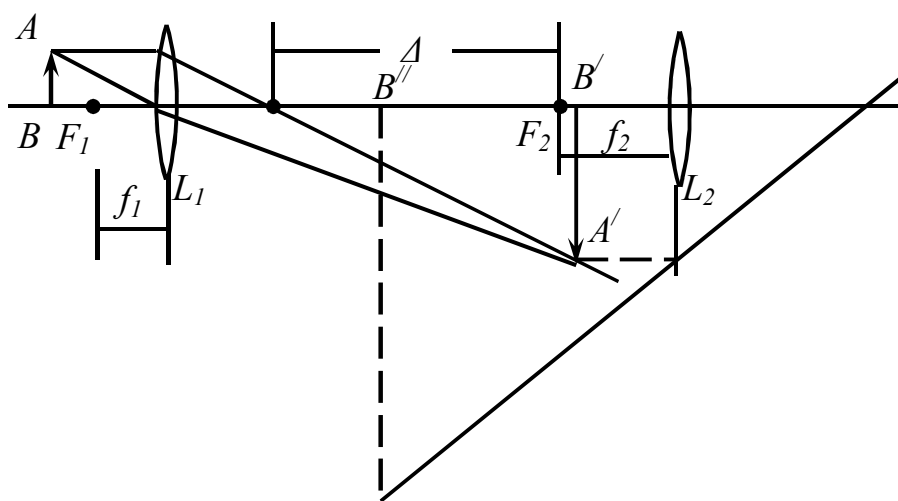


Рисунок 1.32

цели объект помещают на столик из прозрачного материала и освещают снизу с



помощью конденсорной системы линз, направляющей на объект концентрированный световой пучок от дополнительной осветительной лампы. Вместо «сухих» объективов часто применяют так называемые «иммерсионные» («погружные»), при которых просвет между объективом и объектом заполняется «иммерсионной жидкостью» (водой или маслом). Этим достигается увеличение светового потока, поступающего от предмета в объектив, а также разрешающей способности микроскопа, как помечено в гл. 2.

Из оптической схемы на рисунке 1.32 видно, что объектив микроскопа собирает широкие световые пучки от предмета, в то время как окуляр работает с узкими и сильно наклонёнными к оси системы световыми пучками. Поэтому к объективу и окуляру предъявляются различные требования в отношении исправления аберраций. Для объектива важно, прежде всего, исправление сферической аберрации, комы и хроматической аберрации («ахроматизация»). Это достигается применением сложных, специальным образом рассчитанных, систем линз. Как уже упоминалось выше, такие объективы называются «апохроматами». К их числу относится, например, апохромат Аббе – иммерсионный объектив, состоящий из 10 линз, изготовляемых из различных сортов оптического стекла (собирающие – из крона, рассеивающие – из олипта). В качестве иммерсионной жидкости обычно используют кедровое масло с  $n = 1,515$ . Для окуляра наиболее существенны требования устранения астигматизма, дисперсии и хроматической аберрации. При этом существенна, прежде всего, «ахроматизация увеличения», т. е. равенство фокусных расстояний для световых лучей различных длин волн. Поскольку длина тубуса велика, то лучи попадают на окуляр при малых углах наклона к оптической оси. Угловое увеличение окуляра, согласно формуле (1.69), определяется его допустимым расстоянием. Если фокусные расстояния окуляра «ахроматизованы», то видимое изображение в окуляре будет неокрашенным. Как показывает теория, ахроматизация фокусных расстояний системы из двух тонких линз, изготовляемых из одного сорта стекла, достигается при условии, что расстояние между линзами равно полусумме их фокусных расстояний. Одновременно применение такой системы позволяет устранить астигматизм для наклонных пучков. Поэтому окуляры микроскопов конструируют именно по такому принципу. Линза, помещённая со стороны объектива, называется «коллективом» или собирательной линзой, а со стороны глаза – глазной линзой. Оправа коллектива выполняет функции для фрагмирования поля зрения, поэтому его иногда называют ещё и «полевой» линзой. Увеличение окуляра определяется главным образом глазной линзой. В практике используются в основном окуляры Гюйгенса и Рамсена. Окуляр Гюйгенса состоит из двух плосковыпуклых линз, обращённых выпуклостями в стороны падающих лучей и имеющих специально рассчитанные соотношения между фокусными расстояниями. Для проведения точных измерений с помощью микроскопа в нём обычно используется окуляр Рамсела, состоящий из двух плосковыпуклых линз с равными фокусными расстояниями, образованными выпуклостями друг

к другу. В фокальной плоскости окуляра помещается «объективмикрометр» – стеклянная пластинка с нанесённой на ней шкалой, что позволяет измерять размеры изображения, даваемое объективом микроскопа, значение увеличения объектива, либо же определить и размеры предмета.

На практике используются весьма разнообразные типы оптических микроскопов; широкое распространение получили микроскопы дополнительными приспособлениями («насадками») – «интерференционный», «поляризационный» микроскопы и т. д. Такие приборы будут рассмотрены ниже, в гл. 2. Здесь мы остановимся только на основных типах оптических микроскопов (без насадок), наиболее широко используемых в технике, медицине, различных научных исследованиях и т. д.

В технике для проведения точных измерений линейных и угловых размеров объектов (не обязательно малых) применяются «измерительные» микроскопы двух основных видов (по способу измерения). Измерительный микроскоп представляет собой систему из «собственного» оптического микроскопа, предметного столика, осветительного устройства и измерительного приспособления. В микроскопах первого типа с помощью шкалы («объектив микрометра», упомянутого выше) или винтового «окулярного микрометра» (действие которого основано на применении «микрометрической пары» – микрометрического винта с барабаном, на который нанесена шкала, и «стебля» с направляющей втулкой, относительно которой перемещается барабан) измеряется изображение объекта в фокальной плоскости окуляра, а затем вычисляется искомый размер. Изображения объектов в таких микроскопах часто сравнивают с образцовыми профилями, нанесёнными на пластинки сменных окулярных головок. Микроскопы этого типа применяются тогда, когда измеряемый размер не превышает диаметр поля зрения микроскопа. В измерительных микроскопах второго типа предметный столик, на котором помещён объект, можно с помощью точных механизмов перемещать относительно корпуса микроскопа; сам он при этом служит, собственно, лишь для наводки на «отсчётные точки» объекта. Расстояние между этими точками измеряется путём перемещения столика с помощью микрометрического винта или шкалы, жестко скреплённой с предметным столиком. Эти микроскопы дают значительно более высокую точность и широко используются в технике для точных измерений размеров различных деталей. Измерение однокоординатных микроскопах осуществляется в одном направлении; более распространены двухкоординатные и трёхкоординатные микроскопы в которых столик перемещается в двух или трёх взаимно перпендикулярных направлениях (в пределах до 200–500 мм.) В некоторых случаях микроскоп даёт отсчёты в полярной системе координат ( $r, \varphi$ ); для этого предметный столик делается вращающимся и снабжается шкалой и конусом для отсчёта углов поворота. Типичными примерами серийно выпускавшихся промышленностью измерительных микроскопов являются, например, МИ-1, позволяющий проводить измерения в одном направлении в прямоугольной системе или полярной системе координат с точностью до 0,01 мм или 10 мм до

предельных размеров около 50 мм, «большой» инструментальный микроскоп БМИ-1 для проведения измерений в прямоугольной или полярной системе координат с точностью до 0,005 мм и 3 мм, в пределах 50 мм в поперечном и 150 мм в продольном направлениях, и наиболее точный «универсальный» микроскоп УИМ-21, позволяющий осуществлять измерения в «трёхкоординатной» прямоугольной системе с точностью до 0,001 мм и в полярной системе – до 1 мм, причём пределы измерений – 200 мм × 100 мм × 100 мм.

В установках, предназначенных для особо точных измерений (в геодезии, астрономии и т. д.), отсчёты линейных размеров на шкалах и углов на лимбах угломеров производят с помощью специальных «отсчётных» микроскопов – «шкаловых» микроскопов и «микроскопов – микрометров». Первые из них содержат вспомогательную стеклянную шкалу, изображение которой с помощью специальной регулировки увеличения объектива доводят до величины наблюдаемого интервала между делениями основной шкалы (или угломерного круга); затем положение наблюдаемого деления отсчитывается между штрихами вспомогательной шкалы. Тем самым это положение отсчитывается с точностью до 0,01 интервала между делениями основной шкалы. В микроскопах – микрометрах достигается ещё более высокая точность – до 0,0001 мм. В их окулярной части помещён нитяной или спиральный микрометр; увеличение объектива регулируется таким образом, чтобы перемещению нити между изображениями штрихов измерительной шкалы соответствовало целое число оборотов (или полуоборотов) винта микрометра.

При оценке качества обработки поверхностей, определении сортности (сравнение с эталонным образцом) и т. д. используют «микроскопы сравнения», состоящие из двух конструктивно объединённых микроскопов с единой окулярной системой. В двух половинах поля зрения такого микроскопа наблюдаются изображения двух объектов одновременно, что позволяет легко сравнить их по цвету, строению и другим показателям. Специальные микроскопы сравнения используются в криминологии, например, при экспертизе оружия, из которого был сделан выстрел.

С помощью так называемых «телевизионных» микроскопов изображение исследуемого объекта (например, радиоактивного препарата) вначале преобразуются в последовательность электрических сигналов, а затем воспроизводится на экране электронно-лучевой (телевизионной) трубки (кинескопа). Изменяя параметры управляющей электронной схемы, можно изменять яркость и контрастность изображения. При этом наличие усиления электрических сигналов позволяет проектировать изображение на экран больших размеров, не прибегая к усилению яркости освещения, как в обычных микроскопах. Одним из главных преимуществ таких микроскопов является «дистанционность» его действия – возможность рассмотрения объектов, находясь вдали от них; это особенно существенно, например, при работе с сильными радиоактивными препаратами.

Во многих биологических, материаловедческих и ядерных исследованиях необходимо проводить точный счёт мелких частиц (бактерий в колониях, клеток крови, зёрен в шлифах сплавов, следов микрочастиц в фотоэмульсиях и т. д.). Для этих целей используются специальные измерительные и «счётные» микроскопы. Например, микроскопы для ядерных эмульсий служат для обнаружения и изучения следов («треков»), оставленных элементарными частицами в толще фотоэмульсии (обычно толщины до 0,9 мм). Микроскопы снабжаются предметным столиком, перемещающимся с весьма высокой точностью; отклонение от прямолинейного («шум» столика) допускается не более чем на 0,03 мкм. Столик может также перемещаться в вертикальном направлении, а также вращаться в горизонтальной плоскости. Наблюдения на микроскопе этого типа (например, в МБИ-8м) проводятся с помощью специального наблюдательного устройства; осуществляется также фотографирование и фотометрирование эмульсий. Увеличение этих микроскопов обычно составляет от 140 до 2 700. Появление «телевизионных» микроскопов позволило создать «автоматические счётчики» микрочастиц, осуществляющих их регистрацию по числу электронных импульсов, полученных при преобразовании оптического изображения.

В материаловедческих исследованиях, с целью изучения микроструктуры поверхности образцов металла и сплава («шлифов»), широко применяются «металлографические» микроскопы, без которых в настоящее время не обходится по существу ни одна металлургическая – заводская или научно – исследовательская лаборатория. Изучаемая поверхность вначале подвергается полировке и «травлению», в результате которого зёрна структуры становятся отчётливо различимыми. Особенностью большинства металлографических микроскопов является использование «инвертированной» оптической системы и наблюдение в отражённом свете. Схема инвертированной системы показана на рисунке 1.33. Образец (шлиф металла, сплава, минерала и т. д.) устанавливается на столике микроскопа полированной поверхностью вниз, а его остальная часть может иметь произвольную форму и требует обработки (это позволяет также помещать на предметном столике громоздкие образцы). Объектив проектирует изображение шлифа на бесконечно удалённую плоскость и работает совместно с дополнительной линзой, перемещающей изображение объекта в фокальную плоскость окуляра. В практике используется, например, вертикальный металлографический микроскоп МИМ-7 с набором ахроматических объективов и «эпиобъективов» (для рассмотрения непрозрачных объектов), окуляров Гюйгенса и других окуляров. Он даёт увеличение примерно от 60–70 до 1 400, причём наблюдения могут проводиться и в поляризованном свете (как уже указывалось выше, поляризационные микроскопы будут рассматриваться в гл. 2). Используется также микроскоп МИИ-8 с увеличением от 100 до 1 350 при визуальном наблюдении, и от 45 до 2 000 при фотографировании. Для обеспечения лучшего качества фотографирования используются светофильтры для наблюдения в

монохроматическом свете. Существуют и другие типы металлографических микроскопов.

Для проектирования на экран изображений микроскопических препаратов применяются различные «проекционные» микроскопы. В таком микроскопе собирающая система линз – «коллектор»  $Kл$  проектирует источник света  $И$  на плоскость апертурной диафрагмы  $A.д.$  (рис. 1.34). Полевая диафрагма  $П$  проектируется конденсором  $K$  в плоскость объектива  $O$ ; объектив  $Об$  и окуляр  $Ок$  дают действительное изображение объекта на экране  $Э$ .

При большом расстоянии от микроскопа до экрана масштаб изображения на экране значительно больше, чем обеспечивается увеличением микроскопом.

Для получения хорошей освещённости экрана, обратно пропорциональной квадрату расстояния от микроскопа до экрана, необходимо

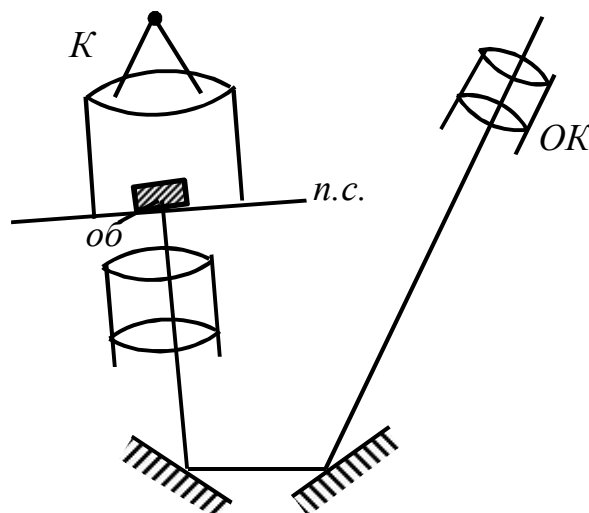


Рисунок 1.33

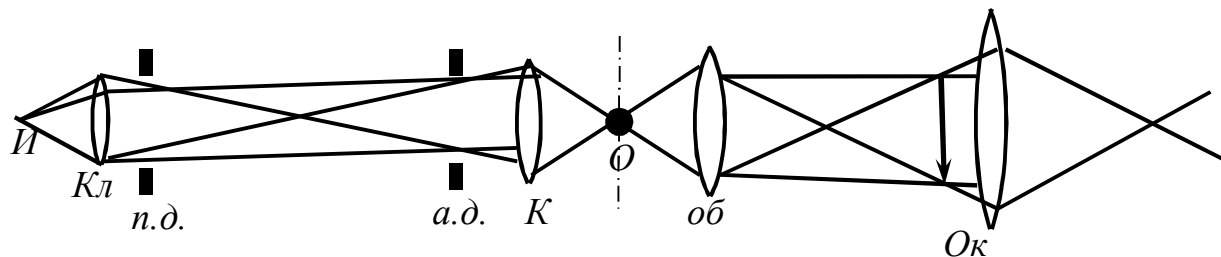


Рисунок 1.34

использовать источники света большей яркости, что даже при использовании мощных дуговых электрических разрядов ограничивает возможности проекционных микроскопов. Промышленностью выпускают ручные микропроекционные установки, например, МПР-1 с размерами экрана  $1,75 \text{ м}^2 \times 1,75 \text{ м}^2$ , что при расстоянии до экрана 3,5 м соответствует общему увеличению до 4 000; используются объективы Гюйгенса или компенсационный. Некоторые установки такого типа имеют специальное обозначение – например, для осуществления контроля технологических процессов в машиностроительной, текстильной и мясной промышленности. Так, «хлопковый» микроскоп МХП служит для исследования растительных и синтетических волокон, металлических проволок и т. д.; применяются и другие типы проекционных микроскопов.

Так называемые «люминесцентные» микроскопы используются для наблюдения объектов в свете их люминесценции, которая возбуждается

ультрафиолетовым излучением. К микроскопу прилагаются светофильтры, один из которых служит для выделения из спектра источника освещения те длины волн, которые наиболее эффективно возбуждают люминесценцию объекта («собственную» люминесценцию) или же люминесценцию красителей, которыми обработан объект («вторичную» люминесценцию); второй светофильтр пропускает только свет люминесценции от объекта. Освещение исследуемых препаратов осуществляется сверху – через объектив и специальное устройство «опак-иллюминатор» или снизу через конденсор. Промышленностью выпускаются не только люминесцентные микроскопы (они содержат осветитель, обычно с ртутной лампой СВД, набор светофильтров и opak-иллюминатор). Люминесцентные микроскопы применяются для проведения «люминесцентного анализа» в микробиологии и вирусологии, в пищевой промышленности, в почвоведении, для материаловедческих исследований, например, мелких зёрен в шлифах, дефектоскопии и при микрохимическом анализе. Такая широкая область применения этих микроскопов определяется исключительной цветной чувствительностью глаза, высокой контрастностью светящегося объекта на тёмном (нелюминисцирующем) фоне и другими факторами.

Для ботанических, гистологических, цитологических, микробиологических, медицинских исследований, а также для наблюдения оптически прозрачных объектов в физике и химии, применяются специализированные и универсальные «биологические» микроскопы, весьма широко распространены в практике. Обычно к ним прилагаются разнообразные приспособления, применение которых расширяет возможности использования микроскопа – сменные осветители, конденсоры, окулярные микрометры, наборы светофильтров, сменные объективы, наборы окуляров и т. д. Примером универсального биологического микроскопа является, например, стационарный прибор МБИ-6, предназначенный главным образом, для научно – исследовательских целей и обеспечивающий увеличение от 17,5 до 2 375. Микроскоп снабжён малоформатной фотокамерой и вмонтированным осветителем. Во многих биологических исследованиях используются «стереоскопические» микроскопы, например, МБС-1 и МБС-2, предназначенные для «объёмного» наблюдения объектов; они применяются также при работе с очень мелкими деталями в приборостроении. Стереомикроскоп представляет собой комбинацию из двух микроскопов, конструктивно выполненную так, чтобы правый и левый глаза наблюдали объект под разными углами. Благодаря применению «оборачивающей системы» (призм) изображение является прямым; увеличение обычно не превышает 120. Наиболее широкое применение нашли стереомикроскопы при проведении хирургических операций на сосудах, мозге, в глазу; совокупность приёмов и технических средств для проведения под микроскопом очень тонких операций (в том числе на биологических структурах – клетках, их ядрах и т. д.) называется «микрохирургией». При проведении биологических исследований используется специальная техника подготовки объектов и препаратов к

микроскопическому исследованию; применяются «микроманипуляторы», позволяющие осуществлять тонкие и точные движения микроинструментов и выполнять сложные операции в поле зрения микроскопа; «микротомы» для получения тонких («микроскопических») срезов с кусочков органов и тканей, залитых в парафин или замороженных, и многие другие специальные приборы и устройства.

В специальных целях применяются микроскопы для исследования малых объектов в невидимых для глаза ультрафиолетовых (УФ) и инфракрасных (ИК) лучах. Их устройство в принципе идентично описанным выше, однако оптические элементы конструктивно выполняются иначе (проблема исправления аберраций в УФ и ИК областях является весьма сложной), причём используются особые материалы: кварц, флюорит для УФ области и фтористый литий, германий, кремний и т. д. для ИК. Такие микроскопы снабжаются фотокамерами для регистрации «невидимого» изображения; при необходимости визуального наблюдения «невидимое» изображение трансформируется в видимое, например, с помощью электронно-оптических преобразователей. Как уже упоминалось выше, при применении специальных приспособлений к оптическому микроскопу (поляризационных и интерференционных «насадок») получают микроскопы специальных типов, применение которых будет описано ниже, в гл. 2.

Оптические системы, предназначенные для рассмотрения глазом очень удалённых предметов, называются «зрительными трубами». Простейший прибор такого типа содержит две линзы – длиннофокусный «объектив» и короткофокусный «окуляр», образующие

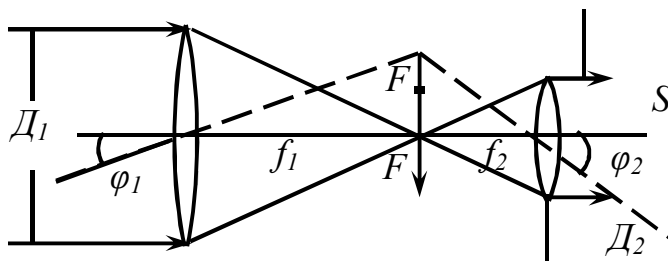


Рисунок 1.35

«телескопическую» систему: задний фокус объектива совпадает с передним фокусом окуляра (рис. 1.35). Если предмет бесконечно удалён, то лучи от него идут параллельным пучком, который остаётся таковым и на выходе из системы. Реальный объект всегда имеет некоторый малый, но конечный угловой размер  $\varphi_1$ . Тогда вблизи фокальной плоскости объектива образуется действительное изображение объекта (разумеется, на рисунке 1.35 истинные масштабы не соблюдены).

Это изображение рассматривается в окуляр, как в лупу, под углом зрения  $\varphi_2$ . Отсюда видно, что увеличение, создаваемое зрительной трубой, равно

$$\gamma = \operatorname{tg} \varphi_2 / \operatorname{tg} \varphi_1 \approx \varphi_2 / \varphi_1 = f_1 / f_2, \quad (1.71)$$

т. е. отношению фокусных расстояний объектива и окуляра. Из рисунка 1.35 видно также, что

$$\gamma = D_1 / D_2 \quad (1.72)$$

или отношению диаметров входного и выходного зрачков системы (их роль обычно выполняют оправы линз). Для наблюдений в земных условиях часто бывает существенным, чтобы изображение в зрительной трубе получалось не перевёрнутым, а прямым; это достигается с помощью окуляров специальных конструкций. В астрономических трубах (телескопах, см. ниже) изображение обычно оставляют перевёрнутым. Лучи, падающие на объектив, имеют малые углы наклона к главной оптической оси, поэтому проблема исправления aberrаций не является особенно сложной. Объективом в зрительной трубе обычно служит ахроматическая система линз (часто – из двух линз), исправленная главным образом на сферическую aberrацию. Окуляры для зрительных труб используются в основном те же, что и для микроскопов.

Предельным случаем телескопической системы является «афокальная» система, фокусное расстояние которой бесконечно велико, а её увеличение близко к 1. Афокальными можно считать, например, все оптические системы, состоящие из плоских поверхностей (отражательные и преломляющие призмы). Обычно афокальные системы образуются из двух линз из одного и того же материала с одинаковыми по величине и противоположными по знаку оптическими силами; тем самым можно исправить два вида aberrаций, например, сферическую aberrацию и кому (хроматическая aberrация при этом не изменяется). Такими системами являются, например, «афокальные компенсаторы», которые помещаются на пути световых лучей с целью исправления сферической aberrации без нарушения общего кода лучей в оптической системе.

Сочетание двух параллельных зрительных труб с целью наблюдения объектов двумя глазами называется «биноклем». В «бинокле Галилея» объективы имеют положительное фокусное расстояние, а окуляры – отрицательное; такие приборы дают прямое изображение объективов и обладают большой светосилой, но в то же время и малым полем зрения, особенно при больших увеличениях, поэтому обычно такие бинокли изготавливаются лишь с малым увеличением. При использовании объективов и окуляров с положительным фокусным расстоянием (при этом получится обратное изображение) применяют «призменные» бинокли с «оборачивающей» системой призм. Эти бинокли обладают небольшими габаритами, большим полем зрения, простотой и удобством эксплуатации и другими преимуществами и поэтому получили наибольшее распространение. Увеличение биноклей Галилея достигает 3 (театральные бинокли) и 4 (морские бинокли). Призменные бинокли имеют увеличение от 3 (театральные бинокли) до 18. Разрешающая способность биноклей достигает 3, при поле зрения 10–15° (имеются специальные типы окуляров с полем зрения до 90°). Светосила биноклей составляет 0,5 (призменные), 0,8 (бинокли Галилея); при «просветлении оптики» светосила может быть повышена до 0,75 в первом случае и 0,9 во втором (подробнее процесс «просветления оптики» будет рассмотрен ниже, в гл. 2).



Рассмотрим подробнее зрительные трубы, предназначенные для астрономических наблюдений – телескопы. Как было показано выше, для обеспечения большого увеличения необходимы объективы как можно большего диаметра; способы достижения этого будут рассмотрены небесные тела – планеты, кометы и т. д. Далёкие звёзды наблюдаются в виде точек и в самые сильные телескопы. Однако, как пояснено в гл. 2, увеличение диаметра объектива существенно для повышения видимостей наблюдения слабых звёзд. Хотя яркость объекта при наблюдении в телескоп не изменяется, но он собирает значительно больший световой поток от звезды, чем глаз, пропорционально отношению площади объектива к площади зрачка, т. е. в несколько тысяч раз. Таким образом, при наблюдении звезд существенно не увеличение их видимых размеров, а повышение освещённости изображения объекта (на сетчатке глаза или на фотопластинке). Именно по этой причине в телескоп видно гораздо больше слабых звёзд, чем невооружённым глазом.

По типу объектива телескопа различают «рефракторы» с линзовыми объективами, «рефлекторы» с зеркальными объективами и телескопы с «зеркально – линзовыми», сложными объективами; эти системы будут несколько подробнее рассмотрены ниже. Конструктивные исполнения современных телескопов весьма разнообразны. Обычно они снабжаются целым комплексом вспомогательных приспособлений и приборов: механизмами наведения телескопа на небесный объект и слежения за ним, фотокамерами для регистрации положения светил, приборами для спектрального анализа излучения и т. д.

Рефракторы, т. е. телескопы с линзовым объективом, были первыми телескопами, использованными для астрономических наблюдений. В настоящее время они продолжают широко применяться для этих целей. Однако уже упоминалось выше, визуальное наблюдение в телескоп теперь проводят редко; рефрактор снабжается устройствами, позволяющими проводить фотографирование небесных объектов, регистрацию спектров измерения светил, астрономические измерения и т. д. В частности, фотографический рефрактор – «астрограф» – представляет собой по существу большой фотоаппарат, в фокальной плоскости которого помещается кассета с фотопластинкой. В объективах рефракторов исправляют, прежде всего, сферическую и хроматическую аберрацию и кому, что достигается с помощью двухлинзовых систем, составленных из положительной линзы, изготовленной из оптически менее плотного материала – «крона» – и отрицательной линзы и более плотного материала – «флинта». Астигматизм и кривизна поля в двухлинзовом объективе не исправляются, потому его поле зрения ограничивают поперечным размером  $11/\sqrt{D}$  градусов, где  $D$  – диаметр объектива в миллиметрах. В результате «сферохроматической аберрации» – зависимости остаточной сферической аберрации от длины световой волны – вокруг наблюдаемых изображений звёзд возникает фиолетовый «ореол»; кроме того, имеется и дополнительный цветной ореол из-за наличия «вторичного спектра» объектива. В результате для получения хорошего качества

изображения небесных светил приходится ограничиваться относительным отверстием объектива не более 1:14 («относительным отверстием» объектива называется отношение диаметра действующего отверстия – «зрачка» – к фокусному расстоянию; квадрат этой величины часто называют «светосилой» объектива). Качество изображения может быть повышено путём применения многолинзовых объективов. Однако при больших размерах объектива его изготовление вызывает всё большие технические трудности; особенно затруднительна отливка крупных однородных блоков оптического стекла, причём при диаметре около 1 м большой проблемой становится большой вес объектива, вызывающий прогиб и напряжения в стекле. Кроме того, при большой толщине объектива возрастает светопоглощение и рассеяние в стекле. По всем этим причинам диаметры крупнейших астрономических рефракторов не превышают 1 м, что ограничивает их область применения.

От большинства указанных недостатков свободны рефлекторы – телескопы с зеркальным объективом. Они также применяются главным образом для фотографирования и спектральных исследований небесных светил. Применяют весьма разнообразные оптические схемы рефлекторов – Ньютона, Кассегрена, Грегори, Мерсенна, Несмита и др.; различающиеся расположением оптических элементов. Однозеркальный рефлектор обычно содержит одиночное параболическое зеркало, в главном фокусе которого возникает изображение. В больших рефлекторах (с диаметром более 2,5 м) в фокусе зеркала иногда устанавливают специальную кабину для наблюдателя; в небольших и средних телескопах удобство наблюдения создаётся путём отражения от дополнительного плоского зеркала (система Ньютона). Двухзеркальный телескоп содержит «главное» и «вторичное» неплоские зеркала и несколько плоских зеркал, изменяющих направление света и с целью обеспечения удобства наблюдения. В «предфокальных» системах вторичное зеркало располагается перед фокусом главного зеркала, в «зеркальных» – за ним. Обычно главное зеркало имеет форму параболоида, а вторичное – одной из поверхностей тела вращения второго порядка: например, в предфокальной системе Кассегрена вторичное зеркало является выпуклым гиперболоидом, в зеркальной системе Грегори – выпуклым эллипсоидом, в системе Мерсенна («афокальной») – параболоидом, и т. д.

Сферическая абберрация в указанных выше «классических» рефлекторах обычно исправляется полностью, и поле зрения ограничивается абберрацией комы. Оба типа абберраций исправлены в так называемых «безабберационных» рефлекторах (например, менисковые системы) с помощью коррекционных линз; если размеры этих линз велики, то телескоп относится к «зеркально-линзовой» системе – см. ниже. Возможность исправления геометрических абберраций и отсутствие хроматической абберрации являются основными достоинствами рефлекторов по сравнению с рефракторами; тем самым относительное отверстие может быть доведено до 1:3,3. Однако при этом существенно повышаются требования точности исполнения зеркал. При больших диаметрах зеркал необходимо принимать меры для устранения их

деформаций под действием собственного веса («системы разгрузки») и температурных деформаций; для этого зеркала изготавливают из материалов с минимальным коэффициентом теплового расширения – пирексового стекла, плавленого кварца, ситалла и т. д. Для снятия остаточных деформаций отлитая заготовка зеркала подвергается отжигу в течение нескольких месяцев, после чего полируется в несколько этапов до достижения точности требуемого профиля поверхности до долей мкм. Отражающие поверхности зеркала создаются путём нанесения на отливку тонкого слоя металла с высоким коэффициентом отражения (обычно – алюминия) путём испарения в вакууме. Крупнейшие в мире рефлекторы имеют главное зеркало диаметром 5–6 м; такое зеркало установлено, в частности, в рефлекторе Специальной астрофизической обсерватории на Северном Кавказе. Дальнейшее увеличение диаметра зеркал необходимо для удовлетворения растущих потребностей современной астрономии в связи с изучением всё более удалённых небесных светил. Однако для этого приходится разрабатывать специальные конструкции, в частности, составные «мозаичные» зеркала, отдельные элементы которых ориентируются дополнительными следящими устройствами. Предложены также системы из нескольких параллельно ориентированных телескопов, которые сводят изображение объекта в одну точку, и другие телескопические системы.

Третьим основным типом телескопических систем являются зеркально-линзовые (или «катадиоптрические») телескопы, в которых изображение получается с помощью сложного объектива, содержащего как линзы так и зеркала (подобные объективы используются и в микроскопии). В таких оптических системах зеркала играют основную роль в создании изображений, а линзы («компенсаторы») служат главным образом для исправления аберраций. Важнейшей особенностью зеркал является их «ахроматичность» – оптические свойства зеркал не зависят от длины волны падающего света; поэтому зеркала незаменимы при создании оптических систем с большим фокусным расстоянием и большим диаметром оптических элементов. Сочетание зеркал разной формы и различных комбинационных линзовых компенсаторов позволяет создать объективы с большим полем зрения и светосилой. Во всех современных рефлекторах «коррекционные» линзы сравнительно небольшого диаметра для увеличения поля зрения; однако «зеркально–линзовыми» называют только телескопы, в которых применяются линзы, сравнимые по размеру с главным зеркалом и корректирующие создаваемое им изображение. К ним относятся, в частности, телескоп (камера) Шмидта, «менисковый» телескоп Максудова. В первом из них аберрации главного сферического зеркала «исправляются» коррекционной пластинкой сложного профиля, расположенной во входном зрачке; во втором аберрации главного (сферического или эллиптического) зеркала исправляются «мениском» – ахроматической линзой с двумя сферическими поверхностями различной кривизны (такая линза обладает положительной сферической аберрацией и может компенсировать отрицательную аберрацию вогнутого зеркала рефлектора). Применяются также (например, для наблюдения метеоров и

искусственных спутников Земли) комбинированная система «супер – Шмидт» – сочетание систем Шмидта и Максудова; наиболее распространённой является камера Бейкера. В ней имеются два концентрических мениска, которые почти полностью компенсируют сферическую aberrацию концентрически расположенного с ними главного зеркала. Остаточная сферическая aberrация устраняется ахроматизованной коррекционной пластинкой Шмидта, которая располагается в общем центре кривизны зеркала и менисков. При относительном отверстии 1:0,67 поле камеры Бейкера достигает 55°, что делает её удобным инструментом для фотографирования метеоров и других быстро движущихся небесных объектов. К системе «супер – Шмидт» относится также фотообъектив «Астродар», разработанный для оборудования советских спутников Земли, и другие системы с диаметром зеркала до 1 м при диаметре входного зрачка 0,5 м (например, камера «Бейкера – Нанне» и др.)

### 1.5 Проекционные аппараты

Рассмотренные выше оптические приборы предназначены для «вооружения» глаза и дают мнимые изображения, воспринимаемые наблюдателем «субъективно» через посредство окуляра. Существуют также системы, создающие действительное изображение на экране, которое может рассматриваться «объективно», т. е. одновременно группой наблюдателей (или же может быть зафиксировано с помощью специальных приборов). К таким оптическим приборам относятся фото- и киноаппараты, эпидиаскопы и т. п.; «естественным» прибором такого типа является сам человеческий глаз. Они называются «проекционными аппаратами». Основной частью оптической проекционной системы является объектив (его роль в глазу выполняет хрусталик), создающий действительное увеличенное или уменьшенное изображение в некоторой плоскости.

В фотоаппарате фокус объектива расположен вблизи плоскости изображения, в которой помещена фотопластинка (или фотоплёнка) ФП (рис. 1.36, а); на ФП образуется уменьшенное обратное изображение объекта. Получение резкого изображения объекта осуществляется путём «фокусировки», обычно посредством продольного перемещения объектива; «глубина резкости» обеспечивается диафрагмированием светового пучка, как пояснено выше (а.д. – апертурная диафрагма на рисунке 1.36, а). Отношение диаметра поля  $D$ , ограниченного диафрагмой, к фокусному расстоянию объектива  $f$  называется «относительным отверстием». Квадрат этого отношения определяет «светосилу» объектива; смысл этого понятия заключается в том, что освещённость изображения на фотопластинке пропорциональна площади апертурной диафрагмы и обратно пропорциональна квадрату расстояния от объектива до плоскости изображения  $r$ , которое приближённо равно  $f$ , т. е. светосила определяется отношением  $\pi D/f^2$ . Типы конструктивного исполнения фотоаппаратов будут рассмотрены ниже.

В «оптических проекторах» объект располагается вблизи фокусного объектива, а изображение формируется на экране на далёком расстоянии от объектива (рис. 1.36, б); при этом на экране возникает увеличенное перевёрнутое изображение объекта (поэтому объект, например, диапозитив, помещают в аппарат в перевёрнутом положении). Таким образом, предмет и изображение как бы меняются местами в проекторе по сравнению с фотоаппаратом. Для получения высокого качества изображения в проекторах используются практически те же объективы, что и в фотоаппаратах (свойства этих объектов будут рассмотрены ниже). Особенностью оптической схемы проектора является применение мощных источников света ( $S$ ) и специальных линзовых систем – «конденсоров» ( $K$ ), концентрирующих широкий световой пучок от источника на объектив ( $D$ ) с таким расчётом, чтобы он сходиллся на входном зрачке объектива (рис. 1.37).

Это связано с необходимостью получения достаточной освещённости на большой площади увеличенного изображения. Напротив, в фотоаппаратах требования к освещённости изображения, естественно, ниже, и необходимость яркого дополнительного освещения фотографируемого объекта возникает сравнительно редко.

Типы современных фотоаппаратов чрезвычайно разнообразны; по своему назначению они подразделяются на любительские, профессиональные и специальные. Аппараты первых двух типов используются для фотографирования групп людей, портретных и пейзажных съёмок, фотоохоты, введения фоторепортажей и т. д.; специальные аппараты применяются для фототехнических работ, аэросъёмок (см. ниже, аэрофотоаппарат) и т. д. По размерам получаемые изображения – по формату кадров различают «миниатюрные» (13 мм × 17 мм), «полуформатные» (18 мм × 24 мм), «малоформатные» (28 мм × 28 мм и 24 мм × 36 мм), «среднеформатные» (от 45 мм × 60 мм до 60 мм × 90 мм) и «крупноформатные» (90 мм × 120 мм и более) фотоаппараты. Несмотря на большое разнообразие конструкций, в любом фотоаппарате можно выделить следующие основные узлы и механизмы.

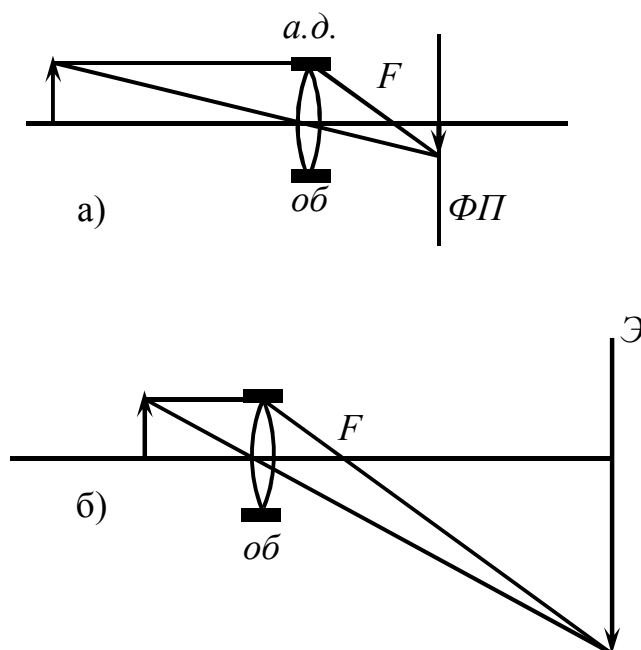


Рисунок 1.36

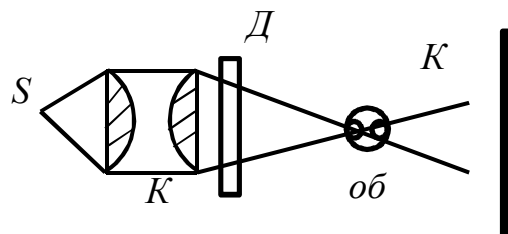


Рисунок 1.37

Светонепроницаемая камера служит основой для монтажа всех остальных частей аппарата, а также предотвращает попадание постороннего света на фотоплёнку. Съёмочный объектив, снабжённый механизмами для его фокусировки («наводки на резкость»), формирует действительное изображение объекта в плоскости, в которой расположен светочувствительный слой фотоматериала (некоторые дополнительные сведения о фотографических объективах см. ниже). Видоискатель служит для выбора места съёмки и определения границ, изображаемых на кадре участков местности, групп людей и т. д. Фотографический затвор обеспечивает доступ световых лучей к фотоматериалу в течение определённым образом выбранного времени «выдержки». Поскольку это время обычно мало, то затворы снабжаются автоматическими приспособлениями – «механизмами выдержек». Затвор состоит из светонепроницаемых заслонок («лепестков», «штор», «дисков» и т. д.), открывающих и закрывающих световое отверстие объектива или кадровое окно; перемещение заслонок осуществляется приводом через посредство механизма выдержек. Обычно эти механизмы являются электронными: узел закрывания затвора управляется электронным реле, срабатывающим при зарядке конденсатора до определенного напряжения, а время выдержки регулируется путём изменения времени зарядки конденсатора через резистор с переменным электрическим сопротивлением. Установлен следующий ряд выдержек для фотозатвора (в с): 30, 15, 8, 4, 2, 1,  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{8}$ ,  $\frac{1}{15}$ ,  $\frac{1}{30}$ ,  $\frac{1}{60}$ ,  $\frac{1}{125}$ ,  $\frac{1}{250}$ ,  $\frac{1}{500}$ ,  $\frac{1}{1\ 000}$ ,  $\frac{1}{2\ 000}$ ,  $\frac{1}{4\ 000}$ . Иногда фотозатвор дополняется также «автопуском», обеспечивающим срабатывание затвора через определённое время (10–15 с) после нажатия пусковой кнопки, и другими устройствами. «Кассета» фотоаппарата представляет собой светонепроницаемый кожух, в который помещается светочувствительный материал. В любительских полуформатных и малоформатных аппаратах обычно цилиндрические кассеты; смена кадра при этом осуществляется с помощью механизма перемотки ленты (содержащего головку-маховичок, поворотный рычаг – курок, клавишу и встроенный пружинный двигатель), сблокированного с фотозатвором и счётчиком кадров. В среднеформатных фотоаппаратах используют «приставные» кассеты, а в крупноформатных – «ящичные» кассеты, заряженные фотопластинками.

Наиболее ответственной частью фотоаппарата, определяющей качество изображения, является фотографический объектив. Угол поля зрения резкого изображения у фотообъективов (в отличие, например, от объективов зрительных труб) велик и достигает  $50^\circ$ . При этом необходимо исправить все основные аберрации, что обуславливает значительную сложность конструкции, возрастающую с увеличением относительного отверстия и поля зрения аппарата – число линз увеличивается, и их форма усложняется.

Объективы «универсального» типа («нормальные») обычно представляют собой анастигматы (см. выше), дающие резкое плоское изображение при не слишком больших относительных отверстиях: 1:1,8–1:4 (угол поля зрения –  $50^\circ$ ). «Светосильные» объективы имеют относительные отверстия до 1:0,9 (в

некоторых конструкциях, в частности, зеркально-линзовых до 1:0,8); они имеют несколько меньшее поле зрения и применяются для фотографирования при пониженной освещённости. «Широкопольные» объективы обладают большим полем зрения – от  $60^\circ$  до  $180^\circ$  – при малом относительном отверстии (например, объектив Гилла имеет поле зрения  $180^\circ$  при относительном отверстии 1:22); также объективы наиболее часто используются при аэрофотосъёмках. При этом исправление aberrаций дисторсии и астигматизма представляет значительные трудности; объективы с исправленной дисторсией называют «ортоскопическими». При большом поле зрения освещённость изображения резко падает к его краю; этот эффект можно скорректировать расчётным путём, параллельно с исправлением aberrаций, или с помощью светофильтров. «Длиннофокусные» или «телескопические» объективы применяются для крупномасштабной съёмки удалённых объектов; их фокусное расстояние достигает 2 000 м, при относительном отверстии не более 1:4,5 и поле зрения менее  $30^\circ$ . Выбор освещённости изображения в объективе определяется яркостью объекта, чувствительностью материала и требуемой «глубиной резкости», т. е. глубиной изображаемого (с частичной чёткостью) пространства. Регулировка освещённости осуществляется с помощью «ирисовой диафрагмы», конструкция которой позволяет плавно изменять относительное отверстие объектива, устанавливаемое по шкале; освещённость пропорциональна квадрату относительного отверстия – «геометрической светосиле» объектива. Проведение этой величины на коэффициент потерь световой энергии в объективе определяет его «физическую светосилу»; уменьшение потерь достигается путём «просветления оптики» (см. гл. 2). Фокусировка объектива «наводка на резкость» – достигается путём поворота «фокусирующего кольца», связанного с механизмом перемещения оптической системы вдоль её главной оси, что позволяет совместить изображение объекта с плоскостью расположения фотоматериала. При этом индекс на оправе объектива совмещают с делением на шкале расстояний до объекта, которые обычно оцениваются на глаз. В так называемых «зеркальных» фотоаппаратах имеется зеркальный видоискатель, расположенный вне съёмочной камеры и снабжённый собственным объективом (фотоаппараты «Любитель», «Нева» и др.) или же помещённый внутри камеры, с наводкой через основной объектив («Зенит», «Салют», «Киев-10», «Практика»); при этом фокусировка производится с помощью вспомогательного объектива или по изображению на матовом стекле, создаваемому основным объективом. Если съёмка осуществляется в невидимых для глаза – ИК или УФ – лучах, то применяют зеркальные объективы с линзами, изготовленными из соответствующих оптических материалов: кварца, флюорита, фторида лития, прозрачных в УФ области, или хлорида натрия, кремния, германия, флюорита, прозрачных для ИК лучей. В ряде случаев, особенно при осуществлении «цветного» фотографирования, применяют специальные светофильтры, выполненные в виде насадки на объектив. Для установки «экспозиционных параметров» – диафрагмы и выдержки – в зависимости от условий освещённости фотоаппарат

снабжается экспонометрическим устройством (фотоэлектрическим экспонометром, см. ниже), имеющим кинематическую связь с механизмами диафрагмы и затвора. Эти устройства могут быть полностью автоматизированы. В современных конструкциях фотоаппаратов осуществляется также автоматизация других операций – перемотки плёнки и взвода затвора, фокусировки объектива и т. д.

Действие оптического излучения на фотографические материалы определяется величиной экспозиции:

$$H = dQ/dS = \int_0^t E dt, \quad (1.73)$$

где  $Q$  – поверхностная плотность световой энергии,  $S$  – освещаемая площадь,  $E$  – её освещённость. В системе СИ  $H$  выражается в лк·с. В важном частном случае, когда можно принять  $E = const$ ,  $H = Et$ . Понятие экспозиции используется во всех случаях кумулятивного (накапливающегося) действия излучения как светового, так и корпускулярного – рентгеновского и гамма излучения, а также электронного облучения. (В этих последних случаях под экспозицией подразумевают, по существу, дозу облучения). Если оптическая система (фотоаппарата или кинокамеры) имеет относительное отверстие  $(\alpha:f)n^{-1}$  ( $n$  – положительное число), а яркость объекта равна  $B$ , то освещённость в месте получения изображения (на фотопластинке или фотоплёнке) равна  $E = gBn^{-2}$ , где  $g$  – коэффициент, учитывающий геометрию изображения и потери в аппарате. При определённой экспозиции  $H$ , необходимой для получения фотоматериала, его светочувствительность определяется величиной  $S = a/H$ , где коэффициент  $a$  зависит от принятого критерия светочувствительности (например, для чёрно- белых материалов по ГОСТ 2817-50  $S_{0,2} = 1/H_{D=0,2+D_0}$ , где  $D_0$  – плотность вуали). Отсюда получается уравнение:

$$B = kn^2/tS, \quad (1.74)$$

где  $k=a/g$  – экспонометрическая постоянная. Это уравнение используется для разработки приборов для определения экспозиционных параметров (выдержки и диафрагмы) – экспонометров, в которых используются фотометрические методы оценки яркости объекта. Для экспонометров, встроенных в фотоаппараты общего назначения, величина  $R$  обычно составляет от 10 до 17. Более совершенными являются малогабаритные фотоэлектрические экспонометры, которые обычно конструктивно не связаны с фотоаппаратом. В них яркость (или освещённость) объекта съёмки определяется при помощи чувствительных фотоэлементов или фоторезисторов, включённых в цепь стрелочного прибора (индикатора тока). Некоторые экспонометры такого типа снабжаются видоискателем, позволяющим визуально наблюдать объект, яркость которого определяется. Обычно фотоэлектрический экспонометр изготавливается в портативном исполнении (в особом корпусе), но некоторые экспонометры встраиваются в фото- и киноаппараты и конструктивно связаны с механизмом установки диафрагмы и выдержки на аппарате. При этом тип



функциональной связи важной экспозиционной характеристикой аппарата и определяет степень автоматизации съёмочного процесса.

Рассмотрим некоторые специальные типы фотоаппаратов, получившие значительное распространение на практике. Для съёмки удалённых объектов, в частности, таких, к которым нельзя подойти на близкие расстояния (например, при съёмке диких животных и птиц на фотоохоте), применяется «фоторужьё» – фотоаппарат, оснащённый телескопическим объективом и укреплённый на держателе в виде ружейной ложи, который обеспечивает фиксированное положение аппарата во время съёмки; на держателе расположены также устройства для спуска фотозатвора (в форме курка) и фокусировки объектива. При проведении съёмок местности, карьеров, инженерных сооружений используется «фототеодолит», состоящий из фотоаппарата и геодезического прибора – теодолита. Фотокамера обычно имеет формат 13 см × 18 см и может устанавливаться так, что её оптическая ось горизонтальна или составляет углы 65°, 100° и 135° относительно базиса. Съёмка берегов с корабля осуществляется «корабельным» фототеодолитом с двумя камерами, затворы которых действуют синхронно. В космической геодезии фототеодолиты применяются для фотографирования искусственных спутников Земли и звёзд с целью определения направлений на них и построения глобальной геодезической сети. При проведении геодезических съёмок с целью получения представления о глубине пространственных объектов и в ряде других случаев применяют «стереоскопический» фотоаппарат, снабжённый двумя идентичными объективами, помещёнными на расстоянии 65 см друг от друга, равном среднему расстоянию между зрачками глаз человека («стереобазис»). Такой фотоаппарат даёт два плоских изображения объекта – «стереопару»; если рассматривать этот снимок таким образом, чтобы каждый глаз видел только одно из этих изображений, то получается «объёмная» картина, воспроизводящая реальное расположение предметов в пространстве. «Панорамные» фотоаппараты (например, «Горизонт») предназначен для получения снимков с углом изображения, охватывающим большой сектор (более 100°) или даже весь круг (360°); при этом охватываются обычно не более 35° по вертикали. Рассмотрим ещё один тип специализированных фотоаппаратов, нашедших широкое практическое применение.

Для проведения аэрофотосъёмки местности (с самолётов, вертолёт, дирижаблей, ракет) в геодезических, разведывательных и иных целях применяют аэрофотоаппараты (аэрофотокамеры), отличающиеся высоким качеством и уровнем автоматизации, что обусловлено специфическими условиями фотографирования (большое удаление объектов съёмки, быстрое перемещение аппарата и наличие вибраций). Для аэрофотоаппаратов характерны наличие амортизационной опорой рамы, системы полной автоматизации работы, большой формат снимков, быстрота смены кадров, что обеспечивается различными электронными устройствами. По своему назначению эти аппараты подразделяются на топографические (измерительные) и разведывательные; к первым предъявляются повышенные

требования в отношении точности съёмки, т. е. обеспечения высоких измерительных и изобразительных свойств снимков, к последним – требование высокой разрешающей способности. Минимальное время выдержки составляет 1:10 000; фокусные расстояния аппаратов обычно находятся в пределах от 50 мм до 500 мм (чаще всего – 70 мм, 100 мм, 140 мм и 200 мм). Формат кадров может составлять от 6 см × 6 см до 50 см × 50 см, при углах поля зрения 20°–140°; приняты форматы 18 см × 18 см при угле поля зрения от 150° до 30° (разрешающая способность высока и составляет до 40 линий/мм). За рубежом наиболее распространён формат 23 см × 23 см, при углах поля зрения до 125°. Наибольшее распространение получили однообъективные аппараты; однако существуют конструкции, содержащие до 9 объективов, причём главный луч каждого из них наклонён на заранее заданный угол, что позволяет увеличить поле зрения аппарата при одновременной съёмке всеми объективами. Одни и те же аппараты используются как для чёрно-белой, так и цветной аэрофотосъёмки. Работа аэрофотоаппарата управляется командным прибором, который автоматически открывает затвор и сменяет экспонированный кадр через определённые промежутки времени. Для получения аэрофотоснимков применяют разнообразные виды плёнок – чёрно-белую панхроматическую, черно-белую инфрахроматическую, цветную и спектрально-зональную; в последнем случае получается изображение с преобразованной передачей цветов, что дает возможность резче подчеркнуть различия фотографируемых объектов.

Рассмотрим теперь некоторые основные типы проекционных аппаратов, используемые в практике для формирования оптических изображений на рассеивающих поверхностях – экранах. По способу освещения объекта (этот способ в значительной мере определяется свойствами объекта) различают диаскопические, эпископические и эпидиаскопические проекционные аппараты. В диаскопическом аппарате («диапроекторе») изображение прозрачного объекта («диапозитива») на экране создается проходящими через него световыми лучами. Такие приборы предназначены для фотопечати, просмотра диапозитивов, чтения микрофильмов (просмотр диапозитивов может сопровождаться звуковым сопровождением) и т. д. Типичным примером такого прибора является кинопроекторный аппарат, содержащий лентопротяжный механизм, обеспечивающий движение плёнки, подающую и принимающую кассеты (или «бесперемоточные» устройства при автоматическом демонстрировании кинофильмов), осветительно-проекторную систему, создающую изображение на освещённом экране, а также устройства для воспроизведения звука, электропитания установки и управления режимом её работы. Кинофильм в аппарате перемещается прерывисто с помощью «скачкового» типа; во время остановки кинокадра он проектируется на экран, а в момент смены кадров световой поток перекрывается заслонкой – «обтюратором», который синхронизирован со скачковым механизмом, так что для зрителя передвижение кадра с определённой частотой остаётся незаметным. Световой поток создаётся мощным источником света электроннолучевой лампой (до 50 000 лм), ксеноновой лампой высокого

давления (15 000 лм) или лампой накаливания – обычно в любительском кино (50–90 лм). В профессиональной кинематографии демонстрируются только звуковые кинофильмы. Аппараты любительского кино могут проецировать незвуковые 8 мм кинофильмы или озвученные с помощью магнитофона. Существуют также узкоплёночные киноаппараты для демонстрации звуковых 8 мм фильмов. «Стационарные» аппараты устанавливаются в специально оборудованных помещениях – «киноаппаратных»; «портативные» (передвижные) – в так называемых «кинопередвижках» – специальных установках для демонстрации, главным образом, узкоплёночных (8 мм и 16 мм) фильмов в небольших зрительных залах – в отдалённых сельских районах, на полевых станах, в зимовках, изыскательских экспедициях, на лесоразработках и т. д., а также в учебном процессе. Обычно киноаппараты предназначены для проецирования 35 мм фильмов с отношением сторон изображения 1:1,37 или 1:1,65, 1:1,85, 1:2,35 («широкоэкранные» фильмы), а также 70 мм кинофильмов (так называемых «широкоформатных», с отношением сторон изображения 1:2,2) устанавливается «универсальный» кинопроекторный аппарат для демонстрации 70 мм и 35 мм фильмов с осветительной системой, содержащей эллиптическое зеркало диаметром 600 мм со специальным (интерференционным) покрытием, отражающим на кадровое окно примерно 95 % видимого света, источником которого служит дуговая угольная лампа, создающая световой поток до 50 000 лм. Для демонстрирования учебных узкоплёночных кинофильмов широко применяется передвижной киноаппарат «Украина», с полезным световым потоком 350 лм, что достаточно для учебных аудиторий. В кинопроекторных аппаратах используются объективы, обеспечивающие равномерное освещение экрана и обладающие высокой разрешающей способностью. При показе обычных кинофильмов применяют 4- и 6-линзовые анастигматы с относительным отверстием до 1:2 и полем изображения от 8° до 30°, для широкоэкранных фильмов – 6 линзовые анастигматы с относительным отверстием 1:2, широкоформатных фильмов – 6-линзовые анастигматы и другие сложные объективы с относительным отверстием 1:2 и полем изображения – 25–42°; аппараты для демонстрации узкоплёночных (16 мм) фильмов применяют 4- и 6-линзовые анастигматы с относительным отверстием 1:2 и полем изображения 11–20°, а для любительских (8 мм) фильмов – 3-линзовые аппараты (с исправленной сферической и хроматической абберацией и комой) с относительным отверстием 1:1,4 и полем 19°.

Эпископический проекционный аппарат создаёт на экране изображение непрозрачного объекта с помощью лучей, рассеянных (отраженных) объектом. К таким аппаратам относятся «эпископы», применяемые для топографических карт, проецирования чертежей и рисунков и т.д. Поскольку поверхность объекта облегают диффузным отражением, то в объектив попадает лишь незначительная часть светового потока. Для усиления яркости изображения в эпископах используются один или несколько мощных источников света и проекционные объективы с большой светосилой, с относительным отверстием

до 1:1,5. Обычно фокусные расстояния этих объективов и, соответственно, создаваемое ими увеличение меньше, чем у диапроекторов. Над объективом епископа или перед ним помещают «оборачивающее» зеркало с целью получения прямого изображения. Ввиду большой мощности источника света в епископе имеет место сильное выделение тепла, поэтому эти приборы снабжаются системой охлаждения (обычно вентилятором). Как правило, оптическая система епископов входит составной частью в комбинированные приборы – «эпидиаскопы», позволяющие рассматривать как непрозрачные, так и прозрачные объекты. При диаскопической проекции диапозитив освещается проходящим направленным пучком света, потому можно использовать сравнительно маломощные источники света (лампы накаливания); при епископической проекции для получения той же освещённости изображения необходимы более яркие источники и светосильные объективы. На практике смена источников обычно не производится, поскольку епископическое проектирование осуществляется сравнительно редко.

## 1.6 Электронная и ионная оптика

Как уже отмечалось выше, между движением световых лучей в различных средах, в частности, в неоднородных средах с непрерывно изменяющимся показателем преломления, и движением электронных (и ионных) пучков в электрических и магнитных полях, определённым образом распределённых в пространстве, имеется глубокая физическая аналогия. Например, на границе двух областей с разными электрическими потенциалами происходит преломление электронного (ионного) пучка, и т. д. На этой основе строится «геометрическая электронная (ионная) оптика», в которой пучок движущихся электронов рассматривается как совокупность «траекторий» – геометрических кривых, вдоль которых движутся заряженные частицы. В уравнениях геометрической электронной оптики используются рассмотренные в т. II основные законы электромагнетизма, описывающие действие электрических и магнитных полей на движущиеся в них заряженные частицы. На электрон, движущийся в однородном электростатическом поле с напряжённостью  $\vec{E}$ , действует сила:

$$F = -|e| \cdot \vec{E}. \quad (1.75)$$

Результат этого воздействия зависит от ориентации вектора  $\vec{E}$  относительно направления скорости пучка  $\vec{V}$ : в «продольном» поле ( $\vec{E} \parallel \vec{V}$ ) будет иметь место ускорение или замедление электронов, а в «поперечном» ( $\vec{E} \perp \vec{V}$ ) – только отклонение пучка на всём протяжении области существования электронного поля. Ясно, что при произвольной взаимной ориентации векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{V}$  будет иметь место и тот, другой эффект. На этом основано действие «электрических электронных линз». Они представляют собой более или менее сложные комбинации металлических пластин с отверстиями («диафрагм»), расположенных определённым образом, на которые подаются электрические

потенциалы, создающие требуемое распределение электрического поля в пространстве. Простейшие примеры таких систем уже приводились в т. II.

На электрон, движущийся в магнитном поле с напряжённостью  $\vec{H}d$  в немагнитной среде (со скоростью  $\vec{V}$ ), действует сила Лоренца

$$F = -e \cdot \mu_0 \cdot (\vec{V} \cdot H). \quad (1.76)$$

В отличие от «электрической» силы (1.75), сила Лоренца (1.76) всегда направлена перпендикулярно вектору скорости электрона и работу не совершает: её действие всегда выражается только в искривлении траектории электрона. На этом основано действие «магнитных электронных линз», применяемых для фокусировки электронных пучков. В качестве простейшей магнитной линзы можно использовать катушку с током (соленоид), в которой создаётся магнитное поле вдоль оси катушки. Если в каком-либо месте на оси внутри катушки вылетел из источника под углом к направлению вектора  $\vec{H}$ , то сила (1.74) действует лишь на радиальную составляющую скорости электрона, а осевая составляющая остаётся без изменения. Если угол вылета мал, так что осевая составляющая для всех электронов может считаться одинаковой, то все электроны, вышедшие из одной точки, описав полную окружность в сечении, перпендикулярном оси определяет «фокусное расстояние» магнитной линзы. Из формулы (1.76) следует, что время полного оборота обратно пропорционально напряжённости поля; таким образом, линза с более сильным магнитным полем является более «короткофокусной». При использовании электрических линз электронное изображение всегда получается либо прямым, либо «перевернутым», как в случае оптических линз; магнитная линза может дать изображение, повёрнутое на любой угол, в силу «спиральности» траектории электронов. Изменяя потенциалы диафрагм или силы тока в катушках, можно плавно менять фокусное расстояние электронных (ионных) линз, что является их большим преимуществом по сравнению с «оптическими» линзами.

По аналогии с обычной оптикой, рассматривают различные «абберации» электронных линз – «геометрические» и «хроматические», хотя, разумеется, физическая природа их несколько иная, чем в геометрической оптике.

Помимо электронных линз, существуют также электронные отражатели – зеркала, а также «электронные призмы»; последние, вообще говоря, отличаются от оптических тем, что не только преломляют, но и фокусируют электронные пучки, что приводит, в частности, к нарушению параллельности проходящих через них пучков. Существуют способы устранения этого недостатка путём комбинирования специальным образом рассчитанных электронных линз. Все эти системы широко используются в различных электронных приборах и устройствах. Помимо подробнее рассмотренной ниже электронной и ионной микроскопии, электронные линзы применяются в электрооптических трубках для применения в телевизионной и радиолокационной аппаратуре, для записи, хранения и воспроизведения информации, а также во многих других областях электроники.

На законах электронной и ионной оптики основано, в частности, действие электронного микроскопа – одного из мощнейших современных инструментов для исследования весьма разнообразных объектов с размерами вплоть до атомных масштабов. Благодаря применению этого прибора за последнее время были сделаны крупнейшие открытия в физике, химии, биологии и других областях научного познания. Электронный микроскоп уже становится также неотъемлемой принадлежностью многих современных заводских лабораторий и медико-биологических центров. Техника электронной микроскопии уже достигла высокого уровня и развивается быстрыми темпами. Здесь мы можем остановиться лишь на некоторых, наиболее распространённых типах электронных микроскопов.

С помощью электронного микроскопа (ЭМ) осуществляется визуальное наблюдение и фотографирование объектов с увеличением порядка  $10^6$  при разрешении деталей до  $2\text{--}3\text{ \AA}$  (отметим, что  $1\text{ \AA}$  – это порядок величины атомов и простейших молекул). Вместо световых лучей в нём используются пучки электронов с энергией  $30\text{--}100\text{ кэВ}$  и выше. Заметим, что вместо электронов могут использоваться также пучки быстрых ионов; соответствующий прибор – ионный микроскоп – будет коротко описан ниже. Высокая разрешающая способность электронного и ионного микроскопов объясняется на основе представлений о волновых свойствах частиц материи («волнах де Бройля» – см. гл. 2). Вместо оптических линз в ЭМ используются «электронные» линзы различных типов, которым также присущи различные «абберации» изображения, коррекция которых представляет значительные трудности; поэтому в ЭМ используются почти исключительно «магнитные» линзы, обладающие меньшими абберациями. Рассмотрим некоторые основные типы ЭМ и области их применения.

Универсальными приборами многоцелевого назначения являются «просвечивающие электронные микроскопы» – ПЭМ – с высоким разрешением (до  $1\text{--}2\text{ \AA}$ ). Они используются главным образом для исследований структуры вещества (например, методом электронографии). Электроны ускоряются высокостабильным (с точностью порядка  $10^{-6}$ ) регулируемым напряжением  $100\text{--}125\text{ мм рт. с.}$  (порядка  $10^4\text{ Па}$ ). Пучок электронов, испускаемых накалившимся катодом, формируется в «электронной пушке» и последовательно фокусируется двумя электронными линзами – конденсорами, создающими на исследуемом объекте «пятно» малых размеров ( $1\text{--}20\text{ мкм}$ ). После прохождения через прозрачный объект часть электронов рассеивается в стороны и задерживается апертурной диафрагмой, а остальные электроны проходят через отверстие диафрагмы и фокусируются объективом в плоскости промежуточной линзы. После прохождения через последовательную систему проекционных линз формируется электронное изображение, которое наблюдается на экране, покрытом слоем катодолюминофора. Полное увеличение микроскопа определяется произведением увеличений от всех отдельных линз. Под экраном располагается «магазин» с фотопластинками. При фотографировании экран убирается, и электроны воздействуют на чувствительную фотоэмульсию.

Фокусировка электронного изображения осуществляется плавным изменением тока, создающего магнитное поле объектива; изменение тока в других линзах используется для регулировки увеличения микроскопа.

При пониженных требованиях к разрешающей способности используются различные упрощённые варианты ПЭМ, в которых, помимо конденсора, имеются 2–3 линзы для увеличения объекта. Ускорение электронов осуществляется менее стабильным напряжением 60–80 кВ; разрешение микроскопа составляет 6–15 Å. Такие микроскопы обычно применяются для учебных целей, при повседневных лабораторных исследованиях, для предварительных просмотров и т. д. Толщина «просвечиваемого» объекта зависит от ускоряющего напряжения и составляет примерно 1–100 нм при энергии электронов 100 кэВ. ПЭМ с повышенным ускоряющим напряжением – до 200 кэВ – позволяют исследовать «на просвет» более толстые объекты (в 2–3 раза), чем обычные ПЭМ, при разрешении 3–5 Å. Для обеспечения электрической прочности и стабильности повышенного напряжения электронная пушка таких ПЭМ содержит два анода, на один из которых подаётся «промежуточный» потенциал, равный половине ускоряющего. Магнитные линзы имеют увеличенные габариты и вес. Для исследования толстых объектов – 1–10 мкм – служат сверхвысоковольтные электронные микроскопы (СВЭМ), устанавливаемые в специальных помещениях; они имеют высоту до 15 м и работают при ускоряющем напряжении до 3 МВ. В них применяются ускорители электронов прямого действия с высоковольтным стабилизированным источником питания. Разрешающая способность СВЭМ значительно выше, чем у ПЭМ на 100 кВ.

«Растровые» электронные микроскопы (РЭМ) действуют по принципу сканирования (развёртывания), т. е. последовательного – от точки к точке – перемещения тонкого электронного луча («зонда») по образцу. Их разрешающая способность ниже, чем у ПЭМ, и составляет 70–200 Å; ускоряющее напряжение регулируется в пределах 1–50 кВ. Электронный зонд фокусируется на поверхность образца с помощью двух или трёх линз. Магнитные отклоняющие катушки развёртывают зонд на заданном участке объекта. В результате взаимодействия электронного луча с объектом возникает излучение нескольких видов: вторичные (выбитые) и отраженные электроны, прошедшие (через тонкий объект) первичные электроны, рентгеновское излучение (тормозное и характеристическое), световое излучение и т. д. Это излучение может быть зарегистрировано «коллектором», датчик которого вырабатывает электрические сигналы, модулирующие электронный пучок в электронно-лучевой трубке (ЭЛТ). Развёртка пучка в ЭЛТ синхронизирована с развёрткой зонда в РЭМ. На экране ЭЛТ наблюдается увеличенное изображение объекта, которое может быть непосредственно сфотографировано. Достоинствами РЭМ являются высокая информативность и возможность исследования образцов без их предварительной подготовки. Поэтому такие микроскопы широко используются для исследования микрорельефа поверхностей, распределения химического состава, свойств *p-n* переходов в

полупроводниках, а также для контроля ряда производственных процессов, например, при изготовлении микросхем. Высокое разрешение РЭМ сохраняется при использовании для детектирования вторичных (выбитых из «мишени») электронов. Они регистрируются фотоэлектронным умножителем и электронно-фотонным преобразователем, основным элементом которого является сцинтиллятор – вещество, люминесцирующее под действием «ударяющих» электронов. Число вспышек люминесценции – «сцинтилляций» – пропорционально числу выбитых (вторичных) электронов в данном месте объекта. После усиления сигнал от детектора используется для модулирования электронного пучка в ЭЛТ. Для этой же цели можно использовать и отражённые от объекта «первичные» электроны, однако при этом разрешение микроскопа ниже. РЭМ обладают также и некоторыми недостатками, в частности, большой длительностью «снятия» информации при исследовании объектов. Кроме того, для обеспечения хорошего разрешения необходимо, чтобы электронный зонд был достаточно тонким, однако при этом ток пучка и, следовательно, сигнал изображения мал, в результате чего отношение сигнал – шум снижается. Во избежание чрезмерного снижения этого отношения необходимо уменьшить скорость сканирования таким образом, чтобы в каждой точке объекта успевало накапливаться достаточное число первичных и, следовательно, вторичных электронов. Таким образом, приходится мириться с малой скоростью развёртки, которая иногда составляет более 10 минут на один кадр.

Повышенной разрешающей способностью обладают РЭМ с автоэмиссионной пушкой – до 30 Å. В этой пушке используется катод в форме острия, у вершины которого возникает сильное электрическое поле, под действием которого электроны вырываются из катода («автоэлектронная» или «холодная» эмиссия). Такая пушка даёт в  $10^3$ – $10^4$  раз более «яркий» электронный пучок, чем пушка с накалимым катодом, поэтому ток в электронном зонде возрастает. Тем самым возникает возможность повысить скорость развёртки и разрешающую способность микроскопа. Однако конструирование и эксплуатация таких ЭМ осложняется необходимостью создания сверхвысокого вакуума в «пушке» –  $10^{-7}$ – $10^{-9}$  Па – для обеспечения устойчивой работы катода.

Просвечивающие растровые микроскопы – ПРЭМ – обладают такой же разрешающей способностью, как и ПЭМ. В них применяются автоэмиссионные электронные пушки, обеспечивающие достаточно сильный ток зонда с диаметром до 2 Å; для уменьшения этого диаметра служат две магнитные линзы. Под объектом располагаются два детектора; на первый из них («центральный») попадают нерассеянные электроны, создающие «тёмнопольное» изображение. Поскольку увеличение числа рассеянных электронов с толщиной объекта не влияет на разрешение микроскопа (линзы ниже объекта в ПРЭМ отсутствуют), то с помощью ПРЭМ можно исследовать более толстые объекты, чем в ПЭМ. Существуют также ЭМ смешанного типа, в которых достигается сочетание достоинств, присущих ПЭМ, РЭМ и ПРЭМ.



Почти во всех современных ПЭМ предусмотрена возможность проведения наблюдения в растровом (сканирующем) режиме с помощью конденсорных линз и объектива, создающих уменьшенное изображение источника электронов, которое сканируется по объекту отклоняющимися системами. Помимо изображения, созданного неподвижным пучком (как в ПЭМ), получают растровые изображения на экране ЭЛТ с использованием вторичных электронов, рентгеновского излучения и т. д. При этом возможна работа прибора в специальных режимах, например, с одновременным наблюдением изображения объекта на экране ЭЛТ и на экране прибора.

Существуют ещё некоторые специальные типы ЭМ, например, «эмиссионные» электронные микроскопы, создающие изображение объекта в электронных пучках, эмитированных самим объектом при нагревании, бомбардировке первичным пучком электронов, освещении объекта и т. д. Область применения этих приборов ограничена. «Зеркальные» ЭМ используются преимущественно для визуализации электростатического «потенциального рельефа» и магнитных микрополей на поверхности исследуемого объекта. Основным оптическим элементом является «электронное зеркало» – электромагнитная система, отражающая электронные пучки и формирующая электронное изображение. Электронный пучок в зеркальном ЭМ направляется на зеркало и отражается вблизи от поверхности объекта; зеркало формирует на экране изображение «в отражённых лучах».

Существуют различные пути повышения разрешающей способности ЭМ (до  $1 \text{ \AA}$  и выше), что имеет большое значение для дальнейшего проникновения в структуру материи. Для этой цели повышают ускоряющее напряжение, разрабатывают новые конструкции электронных линз, например, криогенные линзы, действие которых основано на эффекте сверхпроводимости, а также создают новые методы реконструкции изображения и т. д.

Более высокая разрешающая способность по сравнению с ЭМ достигается в «ионном микроскопе» (ИМ), в котором изображение создаётся с помощью ионного пучка от специального источника. Ионный пучок, проходящий через прозрачный объект, фокусируется системой линз и даёт увеличенное изображение аналогично тому, как это осуществляется в электронном микроскопе. Преимуществом ИМ является также более высокая контрастность изображения. Однако такой прибор не нашёл широкого распространения из-за присущих ему специфических недостатков, в основном обусловленных интенсивным взаимодействием ионов с веществом. Потери энергии ионов весьма велики даже в очень тонких образцах, что может привести к их разрушению; аналогичное действие оказывают ионные пучки высокой энергии на люминофорное покрытие экрана, при слабом действии ионов на фотоэмульсии. Значительно большее распространение получил «безлинзовый» ИМ – «ионный проектор» (или «автоионный микроскоп»), дающий увеличение порядка  $10^6$  при разрешении  $2\text{--}3 \text{ \AA}$ . Положительным электродом и одновременно исследуемым образцом является тонкое игольчатое острие, помещённое в камеру, заполненную газом. Вблизи острия существует

сильное электрическое поле, вызывающее ионизацию газа. Положительные ионы ускоряются в направлении люминесцирующего экрана, находящегося под отрицательным потенциалом, вызывая его свечение, интенсивность которого пропорциональна плотности ионного тока. Распределение интенсивности свечения на экране воспроизводит в сильно увеличенном масштабе распределение плотности ионов, возникающих вблизи острия. Поскольку эта плотность различна вблизи разных участков поверхности острия (из-за наличия определённой структуры поверхности), то изображение на экране воспроизводит мельчайшие детали исследуемой структуры объекта. Увеличение  $m$  микроскопа по порядку величины равно отношению радиуса экрана к радиусу кривизны острия (обычный порядок величины –  $m \sim 10^{-2} \text{ м} / 10^{-8} \text{ м} \sim 10^6$ ). Достаточная напряжённость поля – порядка  $10^8 \text{ В/см}$  и выше – создаётся на удалении 5–10 Å. Вблизи ступенек кристаллической решетки или отдельных выступающих (например, адсорбированных на поверхности) атомов напряжённость поля выше и, вероятность «автоионизации» газа в электрическом поле возрастает; поэтому на экране эти места изображаются в виде ярких точек. Давление газа в камере проектора обычно составляет около  $10^{-3} \text{ мм. рт. ст. (0,1 Па)}$ . Разрешение, достигаемое в приборе, зависит от напряжённости поля и острия, разброса тепловых скоростей ионов, поляризуемости атомов газа и других факторов. Обычно в качестве рабочего газа используют водород или гелий. Существенное повышение разрешающей способности достигается охлаждением острия до «водородных» (20 К) или «азотных» (78 К) температур; например, при использовании гелия в качестве рабочего газа и температуре острия 22 К получается разрешение около 5 Å.

В настоящее время ионный проектор все более широко используется для исследования структуры чистых металлов и сплавов на атомном уровне; такие исследования, в частности, дают чрезвычайно важную информацию об элементарных механизмах пластичности, ползучести и прочности конструкционных материалов. Наблюдения с помощью автоионного микроскопа позволили изучить механизмы возникновения различных дефектов кристаллической структуры, например, дислокаций и радиационных повреждений, при механической, термической, электронной обработке материалов и распределение дефектов в структуре; эта информация очень важна для разработки многих прогрессивных технологических процессов. Весьма существенный вклад дают наблюдения в ионном проекторе в дальнейшее развитие физики и химии поверхностей; в частности, появилась возможность непосредственного изучения динамики абсорбции и десорбции атомов и структуры атомных и молекулярных слоёв на поверхности. Аналогичные исследования повысили уровень понимания физико-химических процессов коррозии материалов в агрессивных средах и тем самым открыли дальнейшие пути для борьбы с ней. Непосредственно изучаются также свойства тонких плёнок на различных поверхностях; такие пленки (например, окисные) часто возникают естественным образом на металлах и оказывают

существенное влияние на их свойства. Тонкослойные покрытия наносят и искусственным путем для придания поверхности металлов и сплавов определённых свойств (износостойкость, жаропрочность и т. д.), поэтому их прямое изучение в ионном микроскопе имеет важное практическое значение. Важные применения ионного микроскопа имеются и в других областях науки, например, биологии, химии и т. д. Следует отметить, что наиболее достоверные и исчерпывающие данные получаются при рациональном сочетании различных методов исследований. Поэтому, помимо получения «собственных» данных, электронная и ионная микроскопия часто является существенным дополнением к другим методам изучения микроструктуры. Такие «комплексные» экспериментальные исследования с помощью оптических, электронных и ионных микроскопов занимают в настоящее время всё возрастающее место в потоке научных публикаций.

## ГЛАВА 2 ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

### 2.1 Интерференция света

Существует широкий круг явлений, в котором наиболее ярко проявляется волновая электромагнитная природа света. Как было изложено во введении, эти явления характерны главным образом для сравнительно «длинноволнового» светового излучения – в ближней ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной области, поэтому они часто наблюдаются визуально, при этом оказывают существенное влияние и на работу рассмотренных выше оптических приборов. К этому широкому кругу явлений относятся, прежде всего, интерференция, дифракция и поляризация света.

Закон независимости распространения световых пучков (см. п. 1.1) означает, что в области их перекрытия происходит простое геометрическое сложение электромагнитных колебаний, не влияющее на дальнейшее распространение пучков. Опыт и теория показывают, что в самой области перекрытия может наблюдаться как простое сложение освещенностей, т. е. энергий отдельных электромагнитных волн, так и сложное распределение освещенностей участков зоны перекрытия, называемое «интерференционной картиной», в зависимости от свойств источников складываемых волн.

Рассмотрим некоторые основные результаты теории сложения колебаний изложенной в т. I.

Пусть два близко расположенных источника колебаний  $S_1$  и  $S_2$  создают поперечные волны, направление распространения которых определяются «лучами» 1 и 2; будем рассматривать наложение волн в области, удаленной от источника, так что расстояния до некоторой точки  $M$  в этой области велики по сравнению с расстоянием  $S_1S_2$  между источниками (рис. 2.1). В этом случае

можно для упрощения рассмотрения принять, что в точке  $M$  складываются колебания вдоль одной прямой – оси  $Y$ , распространяющиеся вдоль перпендикулярной к ней оси  $X$ .

Уравнение складываемых колебаний

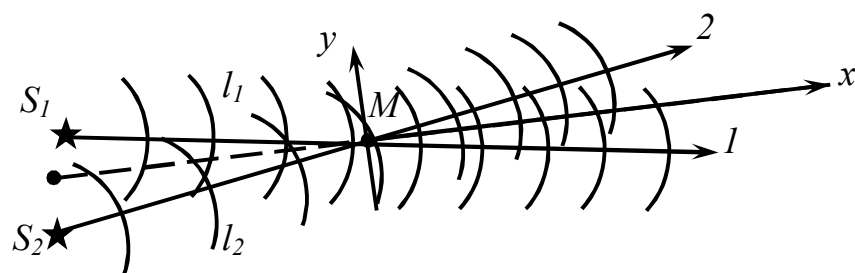


Рисунок 2.1

представим в виде:

$$Y_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad Y_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2). \quad (2.1)$$

Гармонические колебания с одинаковой частотой  $\omega$ , постоянной разностью фаз  $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$  и, вообще говоря, различными амплитудами ( $A_1$  и  $A_2$ ) называются когерентными. Известно, что результатом сложения таких колебаний является также гармоническое колебание с той же частотой  $\omega$ , определенной фазой  $\varphi$  и амплитудой  $A$ :

$$y = y_1 + y_2 = A \cos(\omega t + \varphi). \quad (2.2)$$

Величины  $A$  и  $\varphi$  определяются выражениями:

$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \\ \varphi &= \arctg(A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2 / A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_1). \end{aligned} \quad (2.3)$$

В зависимости от разности фаз в точке М будут наблюдаться результирующие колебания с различными амплитудами при условии

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots 2k\pi, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.4)$$

$A = A_1 + A_2$ , т. е. в этих точках имеет место максимум колебаний; при

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pi, 3\pi, \dots (2k + 1)\pi, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.5)$$

$A = |A_1 - A_2|$ , т. е. будет наблюдаться минимум колебаний. В частности, при равенстве амплитуд  $A_1 = A_2$  в точке М колебаний не будет. В промежуточных точках будут, разумеется, наблюдаться колебания с промежуточными амплитудами  $|A_1 - A_2| < A < A_1 + A_2$ .

Разность фаз  $\varphi_2 - \varphi_1$  в рассматриваемой точке М определяется ее расположением относительно источников  $S_1$  и  $S_2$ , т. е. «разностью хода» волн  $(l_2 - l_1)$ , нетрудно показать, что

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi \left( \frac{l_2 - l_1}{\lambda} \right), \quad (2.6)$$

где  $\lambda = 2\pi v / \omega$ ,  $v$  – скорость распространения волн в данной среде.

Условие максимума удовлетворяется для точек, для которых

$$l_2 - l_1 = k\lambda, \quad (2.7)$$

а условие минимума – при

$$l_2 - l_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2.8)$$

В первом случае складываемые колебания приходят в точку М в одной фазе, во втором случае – с противоположными фазами (в «противофазе»).

Рассмотрим теперь случай «некогерентных» колебаний, отличающихся по частоте или обладающих непостоянной во времени разностью фаз  $(\varphi_2 - \varphi_1 \neq \text{const})$ .

В первом случае, как известно, результирующее колебание не будет гармоническим и не описывается уравнением (2.2). Во втором случае амплитуда результирующего колебания не будет оставаться постоянной во времени; если разность фаз колебаний быстро и беспорядочно изменяется, так что регистрирующий прибор не в состоянии следить за этими изменениями, то будет наблюдаться «усредненная» амплитуда результирующая колебаний  $\bar{A}$ . Поскольку при беспорядочном изменении аргумента от 0 до  $2\pi$  его косинус в среднем будет равен нулю, то из (2.3) следует:

$$\bar{A}^2 = A_1^2 + A_2^2. \quad (2.9)$$

Известно, что интенсивность  $I$ , энергия колебаний, переносимая волной, пропорциональна квадрату амплитуды колебаний; поэтому вместо (2.9) можно написать:

$$\bar{I}^2 = I_1 + I_2. \quad (2.10)$$

Таким образом, при наложении волн от некогерентных источников во всех точках области перекрытия будут иметь место результирующие колебания с одной и той же «усредненной» амплитудой.

Применим теперь эти результаты к случаю сложения колебаний от двух источников света. Если источники света дают «монохроматическое» (с определенной частотой  $\omega$ ) излучение с постоянной разностью фаз между колебаниями векторов, т. е.  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  являются «когерентными», то в области перекрытия волн будет наблюдаться «интерференционная картина» с регулярным чередованием максимумов и минимумов, т. е. светлых и темных участков.

Если же источники некогерентны, то в области перекрытия волн будет наблюдаться простое сложение освещенностей, создаваемых каждым источником в отдельности.

Традиционные источники света, используемые в опыте – лампы накаливания, газоразрядные лампы и т. п. – всегда являются некогерентными. Причина этого заключается в физическом механизме испускания ими светового излучения. Как будет подробно пояснено в главе 5, свет испускается отдельными «возбужденными» атомами веществ (твердого тела или газа) в виде кратковременных «порций» излучения с длительностью порядка  $10^{-8}$  с.

При этом в источниках указанного типа атомы излучают независимо друг от друга, и разность фаз между испущенными световыми волнами не является определенной постоянной величиной.

Таким образом, «традиционные» источники не дают строго монохроматического излучения с постоянной разностью фаз; поэтому при освещении какой-либо области пространства, например, двумя лампами накаливания или люминесцентными лампами всегда наблюдается простое сложение освещенностей, и никакой «интерференционной картины» не возникает.

Для наблюдения интерференции света с помощью «некогерентных» источников применяется следующий прием: луч света от одного источника с помощью оптической системы (бипризма и бизеркало Френеля, билинза Биже, схема Юнга, зеркало Лойда и т. п.) разделяется на два луча, которые затем снова сводятся в месте на определенном участке пространства. При этом оба луча имеют общее происхождение, и, разумеется, являются когерентными. Специальные интерференционные приборы – «интерхромометры», используемые в инженерной практике и научных исследованиях, будут описаны ниже, в п. 2.2.

Остановимся на некоторых принципиальных моментах, существенных для понимания характера наблюдаемых интерференционных явлений и действия упомянутых выше приборов. Рассмотрим упрощенную схему наблюдения интерференции, отвлекаясь от конкретных способах получения когерентных световых источников. Возьмем два таких источника  $S_1$  и  $S_2$  в форме длинных узких освещенных щелей, проходящих перпендикулярно плоскости на рисунке 2.2. Расстояние между источниками  $2l$  будем считать

малым по сравнению с расстояниями  $d_1$  и  $d_2$  от источников до точки А на «экране», на котором создается интерференционная картина. Ясно, что при такой геометрии источников на экране будет наблюдаться

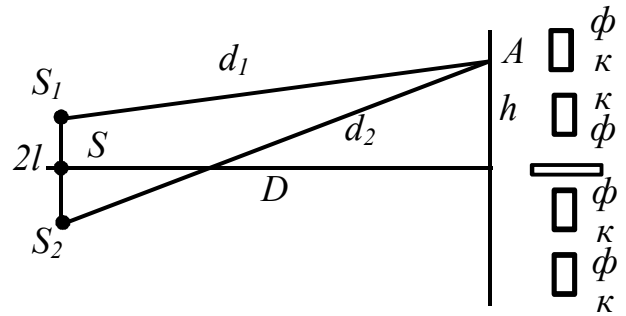


Рисунок 2.2

интерференционная картина в виде узких светлых полос (изображений щели), разделенных темными промежутками.

Разность  $d_2 - d_1$  представляет собой разность хода лучей  $\Delta$  до точки наблюдения. Если принять, что колебания от источников  $S_1$  и  $S_2$  «синфазны», т. е. происходят в одной фазе, то для точки экрана  $O$ , симметрично расположенной относительно источников,  $\Delta = 0$ , и в ней будет наблюдаться максимум освещенности независимо от длины световых волн, а интерференционная картина будет симметричной относительно этой точки  $O$  («центра» интерференционной картины).

Используя обозначения, показанные на рисунке 2.2, для  $d_2 - d_1$  несложных вычислений находим:

$$d_2 - d_1 = \Delta = \frac{2h \cdot 2l}{(d_1 + d_2)}. \quad (2.11)$$

При  $2l \ll d_1, d_2$  приближенно имеем:  $(d_1 + d_2)/2 \approx D$ ,

$$\Delta \approx h \cdot (2l/D). \quad (2.12)$$

Согласно условию (2.7), максимумы интенсивности – световые полосы – будут наблюдаться в тех точках экрана, для которых  $\Delta = k \cdot \lambda$ ; положение этих точек дается формулой:

$$H = k \cdot \frac{D\lambda}{2l} \quad k = 1, 2, \dots \quad (2.13)$$

Число  $k$  обычно называется «порядком интерференции»; расстояние между соседними максимумами называется «шириной полосы» и равно

$$B = h \cdot (k \pm 1) - h \cdot k = \frac{D\lambda}{2l}. \quad (2.14)$$

Величина

$$\beta = b/D = \frac{\lambda}{2l} \quad (2.15)$$

называется «угловой шириной» полосы (наблюдаемой с места расположения источников). Положение минимумов на экране можно описать той же формулой (2.13), в ней  $k = 1/2, 3/2, \dots (2k + 1)/2$ . Расстояние между соседними минимумами также равно  $b$ .

Формула (2.14) имеет важное практическое значение. Она показывает, что для получения хорошо различимой интерференционной картины необходимо большое расстояние от источников до экрана и малое расстояние между источниками (это требование выполняется во всех существующих интерференционных схемах). Кроме того, положение максимумов зависит от

длины световой волны. Это означает, что при наблюдении в белом свете интерференционные полосы будут выглядеть окрашенными, как показано схематически справа на рисунке 2.2: максимумы для фиолетовых лучей с меньшей длиной волны располагаются ближе к центру картины, чем максимум для красных лучей.

Последовательные окрашенные полосы соответствуют  $k = 1, 2, 3, \dots$ ; центральная полоса ( $k = 0$ ) будет выглядеть белой, поскольку накладываются центральные максимумы для лучей всех длин волн. При больших порядках интерференции  $k$  максимумы для различных длин волн начинают накрываться друг на друга, и картина экрана «смазывается». Если максимум  $k$ -го порядка для длины волны  $\lambda + \Delta\lambda$  накладывается на максимум  $(k + 1)$ -го порядка для длины волны  $\lambda$ , то интерференция картины наблюдаться не будет. Это условие можно выразить в виде:

$$(k + 1)\lambda = k(\lambda + \Delta\lambda). \quad (2.16)$$

Таким образом, при заданной «степени немонахроматичности» источника  $\Delta\lambda$  предельный порядок интерференции равен:

$$k_{\text{пр}} = \lambda / \Delta\lambda, \quad (2.17)$$

где под  $\lambda$  следует подразумевать некоторую «среднюю» длину волны излучения для данного источника. Например, для белого света ( $0,4 \leq \lambda \leq 0,7$  мкм)  $\lambda = 0,55$  мкм,  $\Delta\lambda = 0,3$  мкм, и  $k_{\text{пр}} \approx 2$ . При  $k = 3$  и интерференционная картина уже будет «смазанной».

Резкость интерференционной картины существенно зависит также от размеров источника света. Совершенно четкая картина наблюдалась бы при размерах источника, значительно меньших длины световой волны. Реальные источники, разумеется, всегда имеют значительно большие размеры. В этих условиях, в результате интерференции волн, исходящих от различных точек источника, на экране имеет место наложение множества интерференционных картин, создаваемых различными парами когерентных источников и сдвинутых одна относительно другой. Это приводит к некоторому размытию картины, которое усиливается при увеличении ширины источника.

Количественное рассмотрение приводит к следующему условию отчетливого наблюдения интерференции:

$$b \sin \Omega \leq \frac{\lambda}{4}, \quad (2.18)$$

где  $2\Omega$  – «апертура интерференции», т. е. «угол раскрытия» интерференции пучка лучей.

При апертуре  $2\Omega = 180^\circ$ ; т. е.  $\Omega = 90^\circ$ , источник должен иметь размеры меньше  $\lambda/4$ .

В схеме (рис. 2.1) и далее в тексте принималось, что складываемые колебания направлены вдоль одной прямой. Для обыкновенного света это условие может нарушиться, поскольку электромагнитные колебания, связанные со светом, могут иметь любые направления в плоскости, перпендикулярной направлению волны, т. е. произвольную «поляризацию». Свет от любого реального источника испускается множеством независимо излучаемых атомов



и потому содержит всевозможные направления поляризации; такой свет называется «естественным». Свет с выделенным направлением колебаний вектора  $\vec{E}$ , называется «линейно поляризованным» (подробнее об этом см. ниже).

Формула (2.6) разность хода  $A$  в случае, если лучи идут в одной и той же среде с показателем преломления  $n$ . Как уже пояснялось в т. II, длина электромагнитной (в частности световой) волны в веществе  $\lambda$  короче, чем в вакууме ( $\lambda_0$ ), в  $n$  раз:  $\lambda = \lambda_0/n$ . Подставляя (2.6), получим:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}(nl_2 - nl_1). \quad (2.19)$$

Таким образом, разность фаз определяется не геометрической разностью хода ( $l_2 - l_1$ ), а величиною  $nl_2 - nl_1$ , называемой «оптической» разностью хода; величина  $nl$  называется оптической длиной пути света в среде. Если интерферирующие лучи (1 и 2) проходят в разных средах с показателями преломления  $n_1 \neq n_2$ , то формула (2.6) принимает вид:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi(l_2/\lambda_2 - l_1/\lambda_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_2l_2 - n_1l_1). \quad (2.20)$$

Если  $n_2l_2 = n_1l_1$ , то пути лучей называются «таутохронными», эти пути, различные по геометрической длине, проходятся светом за одинаковое время. Условию таутохронизма удовлетворяют, в частности, все лучи, образующие изображение после прохождения оптической системы, например линзы.

Возможность получения яркого изображения (точечного) источника света в некоторой точке оптической оси обусловлена взаимным усилением отдельных частей волны, пришедших в эту точку по таутохронным путям; в других точках оси лучи света ослабляют друг друга, поскольку проходят в неодинаковой фазе. Таким образом, получение изображения в линзе или с помощью другой оптической системы является интерференционным эффектом. Линза не вносит разности хода между лучами, создающими изображение.

Как было пояснено в т. I, частным случаем интерференции является положение «бегущей» и «отраженной» волн с образованием «стоячей волны», во всех точках которой устанавливается колебание со «стационарной» амплитудой, находящейся в пределах от удвоенной амплитуды складываемых колебаний (в «пучностях») до нуля. Такую картину интерференции можно получить и для световых волн. Одним из способов является пропускание света через фотоэмульсию, расположенную на поверхности металлического зеркала. В результате интерференции падающих и отраженных лучей в толще фотоэмульсии образуется стоячая волна, регистрируемая по возникновению чередования черных и светлых слоев эмульсии; в местах пучностей стоячей волны свет оказывает усиленное фотохимическое действие на эмульсию, вызывая ее почернение. На этом явлении основан метод фотографирования в натуральных цветах, предложенный Липманом.

Рассмотрим несколько подробнее частный случай проявления интерференции в природе – круг явлений, называемый «цветами тонких пленок». Эти явления наблюдаются на мыльных пленках («мыльные пузыри»),

тонких слоях масла или нефти, плавающих на поверхности воды, пленках окислов на поверхности металлов и т. д. При падении широкого пучка света на «плоскопараллельную» прозрачную пленку (с показателем преломления  $n$ ) возникает интерференция между лучом, отраженным от передней поверхности пленки (1), и лучом, преломленным на передней поверхности и отраженным на задней (2), как показано на рисунке 2.3.

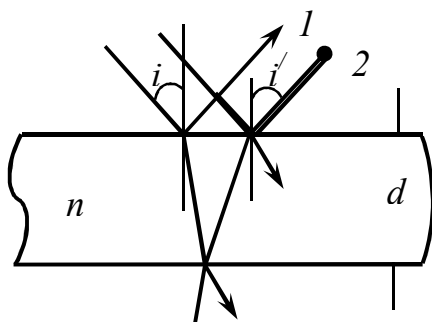


Рисунок 2.3

Если принять показатель преломления окружающей среды равным 1, то, с учетом измерения фазы луча 1 на  $\pi$  (и потери полуволны) при отражении волны от более плотной среды, после соответствующих расчетов можно получить выражение для разности хода между лучами 1 и 2:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}. \quad (2.21)$$

При условии  $\Delta = k\lambda$  будет наблюдаться максимум интерференции. Если пучок света, падающий на пленку, переломленный, то в направлении наблюдения (под углом  $i' = i$ ) будет наблюдаться максимум или минимум интерференции, т. е. пленка будет выглядеть освещенной по-разному, в зависимости от значения величин, входящих в формулы (2.21). При наблюдении в белом свете, содержащем волны с различными  $\lambda$ , для какой-то из них будет выполнено условие максимума, и пленка будет выглядеть окрашенной в соответствующий цвет. Не трудно видеть, как отличить такую «интерференционную» окраску от «естественной» – устойчивой, для этого следует изменить угол наклона лучей, падающих на пленку; при этом интерференция окраски изменяется, поскольку максимум интерференции сдвинется к другой длине волны. Если же пленка освещается непараллельным пучком света, то условие максимума будет выполняться (при заданной длине волны) для определенных углов наклона отдельных параллельных пучков, из которых составлен «падающий» пучок. При наблюдении глазом, аккомодированным «на бесконечность» (см. гл. 1), будут видны интерференционные полосы (кольца), каждая из которых соответствует углу наклона, для которого выполнено условие максимума (величина  $\Delta$ , определяется по (2.21), равно  $k\lambda$ ); они называются «полосами равного наклона». При освещении белым светом полосы будут окрашенными, причем при больших «порядках интерференции»  $k$  картина будет «смазанной», как было пояснено выше.

Такая картина интерференции будет наблюдаться, если толщина пленки во всех местах одинакова. Во многих случаях, например, в мыльных пузырях, пленка является неоднородной по толщине. При этом, согласно (2.21), условия максимума при заданном угле  $i$  (например, при освещении пленки солнечным светом) выполняется для определенных мест пленки с соответствующей толщиной. При наблюдении поверхности пленки с помощью линзы максимумы и минимумы проходят по точкам, соединяющим места пленки с одинаковой

толщиной, и образуют «полосы равной толщины», форма которых зависит от характера неоднородности пленки. Например, если пленка имеет форму тонкого клина, то полосы равного наклона имеют вид прямых, параллельных ребру клина. Полосы равной толщины возникают также и при освещении мыльных пузырей: под действием силы тяжести мыльный раствор стекает к нижней части пузыря, поэтому толщина стенок пузыря в различных местах неодинакова. Следует отметить, что интерференционные явления при освещении белым светом можно наблюдать лишь в очень тонких пленках. Действительно, человеческий глаз способен различить цвета, для которых разность длин волны  $\Delta\lambda \approx 0,01$  мкм. Из соотношения (2.17) предельный порядок интерференции получается равным  $k_{np} = 0,5 \text{ мкм} / 0,01 \text{ мкм} = 50$ . Из условия максимума (см. формулу (2.21))  $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k_{np} \cdot \lambda$ . Для случая нормального падения  $2dn = k_{np} \cdot \lambda$  можно найти предельную толщину мыльной пленки ( $n = 1,33$ ,  $d = 10$  мкм). При освещении монохроматическим светом (например, от ртутной лампы с  $\Delta\lambda = 0,01$  мкм) можно наблюдать интерференцию в  $10^3$  раз более толстых пленках.

При рассмотрении интерференции в тонких пленках мы пользовались схемой на рисунке 2.3, согласно которой учитывалось положение только двух световых пучков, т. е. учитывалось лишь однократное отражение от границы раздела. В действительности следовало бы учесть положение многократно отраженных пучков, как показано на рисунке 2.4. Такое положение световых пучков называется «многолучевой интерференцией». Однако при рассмотрении явлений в мыльных пленках, стеклянных пластинках и т. д. использование двулучевой схемы (рис. 2.3) вполне оправдано. Дело в том, что в этих случаях коэффициент отражения света материалом сравнительно мал — не превышает 5 %. Поэтому интенсивность двукратно отраженного луча составляет около 0,01 % от падающего, т. е. пренебрежимо мала. В тоже время существуют способы доведения коэффициента отражения до 0,9–0,95 путем нанесения металлических покрытий. В этом случае интенсивность многократно отраженных лучей уже не будет малой, и все они будут участвовать в интерференции. На этом принципе основано действие ряда интерференционных приборов, рассмотренных ниже. Теория показывает, что интенсивность проходящего и отраженного пучков, возникающих в результате многолучевой интерференции, определяется выражениями:

$$I_{\text{прох}} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad I_{\text{отр}} = \frac{\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (2.22)$$

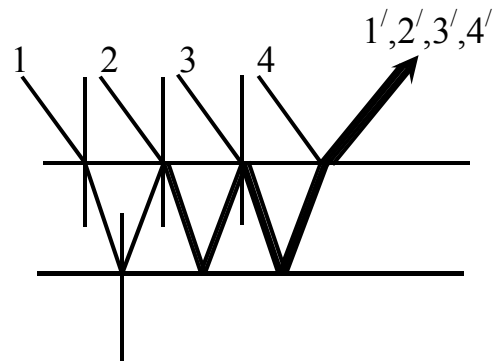


Рисунок 2.4

где  $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$  – разность фаз между соседними интерферирующими лучами ( $\Delta$  определяется формулой (2.20)). С увеличением коэффициента отражения от 0,05 до 0,9 интерференционная картина резко обостряется. В проходящем свете наблюдаются резкие максимумы, разделенные широкими темными промежутками; напротив, в отраженном свете видны широкие максимумы, разделенные узкими темными промежутками, что, разумеется, менее удобно для наблюдений. На этом повышении резкости интерференционной картины основано применение многолучевых интерференционных приборов, в частности, в спектроскопии высокой разрешающей силы; некоторые из них будут рассмотрены ниже.

Интерференционные явления широко применяются в инженерной практике и научных исследованиях. Одной из наиболее важных областей практических применений интерференции является метрология. Современные требования к точности измерения (и воспроизведения) длин очень высоки. Поэтому возникла проблема более точного определения эталона «метра» и способа его воспроизведения. Эта задача была решена путем использования точных интерферометрических приборов. В качестве технических эталонов для измерения длин с очень высокой точностью применяются «концевые меры» («плитки Иогансона») – стальные пластинки заданной толщины, поверхности которых хорошо отполированы и являются строго плоскопараллельными. Путем калибрования («притирания») таких плиток можно составлять «отрезки» требуемой длины с точностью порядка 0,1 мкм при толщине концевой меры 1–10 мм и 2 мкм при толщине 1 000 мм, т. е. с отложением не более  $10^{-5}$ . При изготовлении концевых мер используются интерферометрические методы контроля. При этом используется интерферометр (обычно типа Майкельсона или Фабри – Перо), одной из отражающих поверхностей которого является поверхность исследуемой концевой меры, а расстояние до второй отражающей поверхности определяет толщину меры.

Такие приборы, предназначенные для сравнения концевых мер или абсолютного измерения их длины, называются «интерференционными компараторами».

Весьма высокие требования предъявляются в настоящее время и к качеству обработки поверхностей различных изделий, в частности, при изготовлении оптических элементов (зеркал, линз и призм) для прецизионных оптических приборов. Для контроля качества поверхностей с точностью до долей микрона чаще всего применяются интерференционные методы. Интерференция происходит между лучами, отраженными от исследуемой поверхности и поверхности эталона (изготовленного с особой точностью), образующих тонкую воздушную прослойку. Мельчайшие неоднородности исследуемой поверхности обуславливают заметное искажение наблюдаемой интерференционной картины. При испытании плоских поверхностей удобно сложить поверхности изделия и эталона так, чтобы они образовывали тонкую клинообразную воздушную прослойку. При идеальном качестве поверхностей

интерференционная картина должна иметь вид прямых, параллельных ребру клина. Отступления от идеальности плоской поверхности проявляются в искривлении прямых, что позволяет обнаружить «впадины» и «бугры» с размерами не более 0,03 мкм. Прижимая сложенные поверхности с различных сторон, можно изменять положение ребра клина и тем самым исследовать качество испытываемой поверхности в различных направлениях. Для повышения чувствительности метода следует использовать монохроматическое освещение, применяя специальные светофильтры. Для проведения таких исследований существуют серийно изготавливаемые приборы – «микроинтерферометры» (см. ниже).

Для исследования весьма небольших изменений параметров, связанных, например, с тепловым расширением материала, применяются «интерференционные дилатометры». В этих приборах создается тонкий (клинообразный) воздушный зазор между эталонной поверхностью и полированной поверхностью исследуемого образца, и наблюдается интерференционная картина – полосы равной толщины. При нагревании образца толщина воздушного зазора в результате увеличения размеров образца изменяется, и интерференционные полосы смещаются. Поскольку один из интерферирующих лучей (луч 2 на рисунке 2.3) проходит зазор дважды, то изменение толщины зазора на  $\frac{\lambda}{2}$  (порядка 0,3 мкм в видимом свете) соответствует изменению разности хода на  $\lambda$ , смещение картины на одну полосу (разумеется, можно зарегистрировать и меньшее смещение картины). При особо точных измерениях учитывают также и изменение показателя преломления воздуха в зазоре с температурой.

При проведении рефрактометрических исследований (см. гл. 3) возникает необходимость точного измерения показателя преломления вещества и его малых изменений. Для этой цели используются «интерференционные рефрактометры», действие которых основано на изменении оптической длины пути ( $nl$ ) интерферирующих лучей. Они применяются в различных областях техники, в медико-биологических исследованиях и т. д., обеспечивая точность измерения показателя преломления порядка  $10^{-8}$ . Аналогичные описанным выше принципы лежат в основе интерферометрических методов измерения малых углов (например, в стеклянных призмах и т. п.). Роль интерференционных методов в спектроскопии будет выяснена в гл. 5.

Следует упомянуть об интерференционном способе «просветления оптики», т. е. уменьшения эффекта отражения света от поверхности оптических элементов различных приборов (биноклей, стереотруб и т. п.). Как уже упоминалось выше, коэффициент отражения от стекла для видимого света составляет около 5 %. Обычно этим эффектом можно пренебречь. Однако в определенных случаях отраженный от линзы бинокля свет может создать заметный «блик». Для устранения этого эффекта на переднюю поверхность линзы наносится тонкий слой материала со специально подобранным показателем преломления  $n$  (обычно приблизительно равным корню

квадратному из показателя преломления материала линзы) и соответствующей толщины  $d$ . При этом свет отражается не только от поверхности стекла, но и от «просветляющего» слоя, и можно выбрать толщину слоя так, чтобы выполнять условие минимума интерференции. Минимальная толщина слоя, при котором это имеет место, определяется из условия  $2dn = \frac{\lambda}{2}$ , откуда  $d = \frac{\lambda}{4n}$ . Разумеется, при наблюдении в белом свете устранить «блик» для всех длин волн – составляющих белого света – принципиально невозможно. Однако для практических целей обычно бывает достаточно устранить блик в желто – зеленой области, соответствующей максимуму чувствительности человеческого глаза (см. п. 1.3). Остающийся блик находится в области, слабо воспринимаемой глазом, и не создает больших неудобств.

Рассмотрим теперь некоторые конкретные типы интерференционных приборов, используемых в практике. В виду большого разнообразия существующих приборов остановимся лишь на немногих из них. Отметим здесь общую особенность этих приборов, с которой приходится считаться в практической работе – их высокую «прецизионность», т. е. очень высокую точность и, следовательно, чувствительность к внешним воздействиям. Перед работой интерферометрический прибор нуждается в тщательной подготовке – «юстировке» с целью получения высокого качества интерференционной картины, соответствующей возможности данного прибора; при работе с прибором требуется крайняя осторожность, поскольку вывести прибор из «рабочего положения» (или вообще из строя) весьма несложно. Поэтому, помимо освоения теоретических основ, изложенных выше, инженер оптик должен овладеть определенными навыками работы с интерферометрами, что в значительной мере достигается опытом.

## 2.2 Интерферометры и их применение

Явление интерференции света лежит в основе действия разнообразных оптических приборов – «интерферометров», используемых в технике и разных исследованиях. Многообразие оптических схем интерферометров в наиболее общем виде можно разбить на два основных класса – дуолучевые и многолучевые интерферометры. В дуолучевых приборах сформированный с помощью оптической системы параллельный пучок разбивается на два с помощью полупрозрачной пленки, диафрагмы с двумя щелями или совокупности двух пластин. Образующиеся световые пучки затем сводятся вместе, создавая интерференционную картину, причем возможно получить значительное пространственное разделение двух лучей. Поэтому дуолучевые интерферометры обычно используются в качестве рефрактометров для измерения показателей преломления, а также для контроля чистоты обработки поверхностей, для точного измерения длин в метрологии и т. д. В многолучевых интерферометрах создается интерференционная картина при наложении нескольких десятков световых пучков (30–50); при этом картина

«обостряется», т. е. получаются узкие главные максимумы, разделенные широкими темными промежутками. Положение этих максимумов зависит от длины световой волны. Поэтому такие приборы обычно используются в качестве «интерференционных спектрометров», т. е. спектральных приборов для разложения и анализа «сложного света», особенно в спектроскопии высокой разрешающей силы (см. гл. 6). Рассмотрим наиболее широко распространенные схемы интерферометров двух указанных классов.

Принцип действия многих двухлучевых интерферометров может быть проиллюстрирован на одной из простейших интерферометрических установок – так называемых «пластинах Брюстера».

Они представляют собой две плоскопараллельные стеклянные пластинки одинаковой толщины, расположенные на некотором расстоянии и образующие очень малый угол (рис. 2.5). При освещении установки белым или монохроматическим светом наблюдается интерференционная картина, называемая «полосами Брюстера». Лучи света А и В после отражения от пластин разделяются на два луча 1 и 2, которые при условии параллельности пластин проходят одинаковые пути в воздухе и в стекле (два возможных случая разделения лучей показаны на рисунке 2.5).

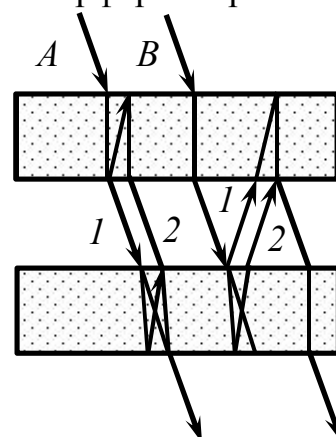


Рисунок 2.5

После двукратного отражения лучи 1 и 2 сливаются в один луч и интерферируют. При повороте одной из пластин относительно другой на малый угол между лучами 1 и 2 возникает разность хода. В белом проходящем свете наблюдаются прямые интерференционные полосы равного наклона, параллельные ребру образующего клина. В монохроматическом свете наблюдаются прямые интерференционные полосы равного наклона от каждой отдельной пластины. Рассматриваемые ниже интерферометры Жамена, Рождественского и др. являются по существу модификациями этой интерферометрической схемы.

Интерферометр Жамена (часто называемый «интерференционным рефрактометром») обычно используется для измерения показателя преломления с очень высокой точностью. Он состоит из двух плоскопараллельных стеклянных пластинок одинаковой толщины  $d$  с показателем преломления  $n$ , установленных почти параллельно друг к другу и под углом  $\approx 45^\circ$  к направлению падающего света (рис. 2.6). Луч от источника  $S$ , падающий на первую из пластинок, раздваивается на отраженный от

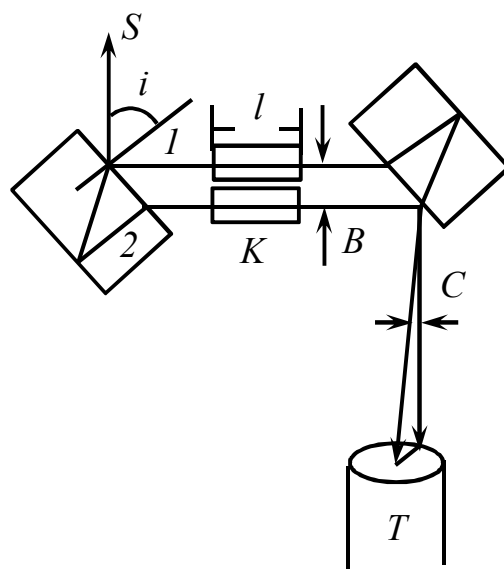


Рисунок 2.6

передней грани (1) и преломленный на передней и отраженный от задней грани пластинки (2) лучи, которые затем идут ко второй пластинке с большим пространственным разделением  $B$ . Это позволяет поместить на пути лучей две одинаковые кюветы с прозрачными окнами ( $K$ ), в одну из которых помещается исследуемое вещество (газ или жидкость), а вторая служит для компенсации сдвига фазы, возникающего при прохождении через пустую кювету (при относительных измерениях во вторую кювету помещается «эталонное» вещество с известным показателем преломления). Поворот одной из пластин относительно другой на малый угол  $\varphi$  создает разность хода между лучами, вышедшими из второй пластины (из рисунка 2.6 видно, что при  $\varphi = 0$  оптические пути лучей 1 и 2 одинаковы), равную

$$\Delta = - \frac{d \sin 2i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \varphi, \quad (2.23)$$

причем расстояние между ними равно

$$C = \frac{2d}{\sqrt{(n^2 - \sin^2 i)^3}} (\sin^4 i - 2 \sin^2 i + n^2) \varphi. \quad (2.24)$$

В фокальной плоскости зрительной трубы  $T$  можно наблюдать прямые интерференционные полосы равного наклона с угловой шириной  $\varepsilon = \lambda/C$ .

Пространственное разделение лучей  $B$  в промежутке между пластинами равно

$$B = \frac{d \sin 2i}{n^2 - \sin^2 i} = - \frac{\Delta}{\varphi}. \quad (2.25)$$

Оно может быть сделано большим при достаточно малом угле интерферометра  $\varphi$ , что позволяет использовать кюветы больших размеров. При помещении в кюветы веществ с разностью показателей преломления  $\Delta n$  интерференционная картина смещается на некоторое число полос  $m$ , которое нетрудно подсчитать, например, с помощью окулярной сетки. При известной длине кюветы  $l$  величина  $\Delta n$  определяется по формуле:

$$\Delta n = \frac{m\lambda}{l}. \quad (2.26)$$

Для особо точных измерений перемещения интерференционных полос используется так называемый «компенсатор Жамена», состоящий из двух стеклянных плоскопараллельных пластинок, устанавливаемых на пути лучей и укрепленных на общей горизонтальной поворотной оси под некоторым углом друг к другу. Угол поворота пластин отсчитывается с помощью угломерного устройства. При повороте компенсатора вносится определенная разность хода, которая определяется расчетным путем или по результатам предварительной градуировки. При этом точность измерений доводится до 6-го десятичного знака, что особенно важно для точного измерения показателя преломления мало отличающегося от 1. Поэтому интерферометр Жамена применяется для измерения  $n$  газов в зависимости от различных условий — давления, температуры, относительной влажности газа и т. д.



Еще большее пространственное разделение интерферирующих лучей достигается в двухлучевых интерферометрах Рождественского и Мака – Цендера, которые также применяются в качестве рефрактометров, а также и в других исследованиях, например, при изучении аномальной дисперсии (см. гл. 3), воздушных потоков при обтекании самолетов (в аэродинамических исследованиях), взрывных ударных волн и т. д. В интерферометре Рождественского (рис. 2.7) имеются два зеркала ( $M_1$  и  $M_2$ ) и две плоскопараллельные полупрозрачные пластинки  $P_1$  и  $P_2$ ; при этом  $M_1$ ,  $P_1$  и  $M_2$ ,  $P_2$  устанавливаются попарно параллельно, а  $M_1$  и  $M_2$  имеют малый наклон друг относительно друга. Расстояния  $M_1P_1$  и  $M_2P_2$ , а также  $M_1P_2$  и  $P_1M_2$  попарно одинаковы. После прохождения интерферометра лучи 1 и 2, образовавшиеся после отражения и преломления в пластинке  $P_1$ , приобретают разность фаз (рис. 2.7):

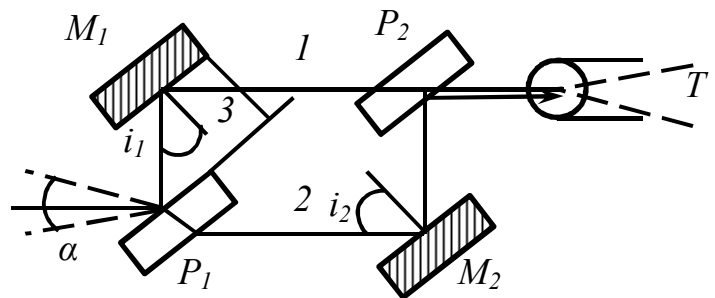


Рисунок 2.7

$$\delta = \frac{4\pi D}{\lambda} (\cos i_1 - \cos i_2). \quad (2.27)$$

Возникающая интерференционная картина локализована в бесконечности и наблюдается с помощью зрительной трубы  $T$ . Параллельному пучку лучей, падающих на интерферометр, соответствует только одна точка этой картины, поэтому необходимо использовать световой пучок с некоторой конечной апертурой  $\alpha$  для наблюдения всей картины. Порядок интерференции, ширина и ориентация интерференционных полос зависят от взаимного наклона зеркал  $M_1$  и  $M_2$ . Если ребро двугранного угла между  $M_1$  и  $M_2$  расположено перпендикулярно плоскости чертежа, то наблюдаются полосы сравнительно высокого порядка (из-за большой величины  $D$ ), почти параллельно ориентированные перпендикулярно плоскости чертежа даже при очень малой разности  $i_1 - i_2$ . Если же ребро этого угла ориентировано в плоскости чертежа, то наблюдаются ориентированные таким же образом полосы низких порядков (они видны и в белом свете). При помещении на пути одного из пучков какого-либо прозрачного объекта характер интерференционной картины изменяется. Нулевая полоса (центральный максимум) расположена не горизонтально и появляется при некотором «промежуточном» взаимном расположении зеркал  $M_1$  и  $M_2$ . Если введенный объект имеет большую толщину и наблюдение ведется в белом свете, то наблюдаются только узкие почти вертикальные полосы, если ребро двугранного угла  $M_1M_2$  также расположено приблизительно вертикально (перпендикулярно плоскости чертежа).

Аналогичная оптическая схема используется в интерферометре Мака – Цендера. Как уже отмечалось выше, все эти три интерферометра являются модификациями одной схемы – «пластин Брюстера» – описанной

выше. В интерферометре Мака – Цендера попарно параллельно устанавливаются  $M_1$ ,  $M_2$  и  $P_1$ ,  $P_2$ . В двух ветвях интерферометра образуются изображения  $S_1$  и  $S_2$  источника  $S$ ; если их точно совместить, то в поле зрения наблюдаются полосы равной толщины. Если в пучок поместить оптически неоднородную среду (например, воздушный поток), то форма интерференционных полос изменяется и наглядно демонстрирует распределение показателя преломления в этой среде; на этом основано упомянутое выше применение интерферометра Мака – Цендера в аэродинамических экспериментах. Ширина полос возрастает с уменьшением угла между зеркалами  $M_1$  и  $M_2$ . При отсутствии оптических неоднородностей и строгой параллельной ориентации всех элементов интерферометра ширина полос возрастает до бесконечности, и наблюдается равномерная освещенность поля зрения; при введении неоднородностей появляются полосы, форма которых соответствует кривым равных значений показателя преломления. Как уже отмечалось, основным преимуществом интерферометров Рождественского и Мака – Цендера является большое пространственное разделение лучей, что позволяет исследовать объекты весьма больших размеров.

Для точных измерений показателя преломления используется также интерферометр (или интерференционный рефрактометр) Рэлея; его действие основано на явлении дифракции света на двух параллельных щелях (см. ниже). Схема интерферометра в двух проекциях (сверху и сбоку), представлена на рисунке 2.8. Источником света служит ярко освещенная узкая щель, помещенная в фокальной плоскости объектива  $O_1$ , параллельный пучок

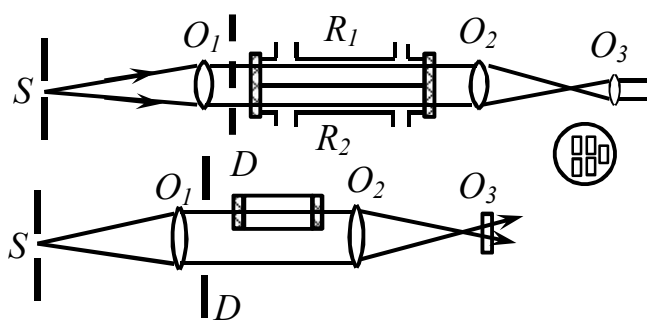


Рисунок 2.8

проходит через диафрагму  $D$  с двумя параллельными щелями и трубки  $R_1$  и  $R_2$ , в которые помещается исследуемый газ или жидкость. Трубки имеют одинаковую длину и занимают только верхнюю половину пространства между  $O_1$  и объективом зрительной трубы  $O_2$ . В фокальной плоскости  $O_2$  образуются две системы интерференционных полос, причем

верхняя – лучами, проходящими через трубки, а нижняя – лучами, идущими мимо трубок. Полосы наблюдаются с помощью короткофокусного цилиндрического окуляра  $O_3$ . Верхняя система полос смещена относительно неподвижной нижней на некоторое число полос, в зависимости от разности  $(n_1 - n_2)$  для веществ, заполняющих трубки. При наблюдении в белом свете центральные полосы в обеих интерференционных картинах являются белыми, а остальные – окрашенными, поэтому положение центральных полос легко устанавливается. Для точного измерения смещения верхней системы полос применяется описанный выше компенсатор Жамена, который помещается между лучами, проходящими через трубки  $R_1$  и  $R_2$ , и дает дополнительный сдвиг по фазе, позволяющий совместить верхнюю и нижнюю системы.

Измерения с помощью интерферометра Рэлея обеспечивают точность определения значений  $n$  до  $10^{-7}$ – $10^{-8}$ . Поэтому этот прибор широко применяется для обнаружения малых примесей в воздухе и воде, для анализа рудничного и печного газов и других подобных целей. Применение двухщелевых интерферометров для измерения угловых размеров звезд и угловых расстояний между двойными звездами (в этом смысле интерферометр называется «звездным») будет описано ниже.

Очень широкое применение в практике технологических и научных исследований нашел дуолучевой интерферометр Майкельсона. Он содержит два зеркала  $M_1$  и  $M_2$  и полупрозрачную разделительную пластинку  $P_1$  (рис. 2.9).

Параллельный пучок от источника  $S$ , формируемый объективом  $O_1$ , разделяется в посеребренной пластинке  $P_1$  (с коэффициентом отражения 0,5) на два пучка 1 и 2 примерно одинаковой интенсивности. После отражения от зеркала  $M_1$  и частичного отражения от  $P_1$  пучок 1 идет по тому же направлению, что и пучок 2 после отражения от  $M_2$  и частичного прохождения через  $P_1$ . В отличие от луча 1, луч 2 дважды проходит через всю толщину пластинки  $P_1$ , поэтому этот луч приобретает

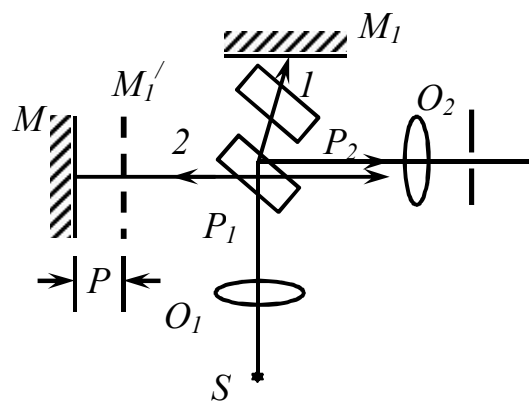


Рисунок 2.9

дополнительную разность хода; для ее компенсации на пути луча 1 помещается такая же пластинка  $P_2$ . Возникающая в поле зрения интерференционная картина по характеру совпадает с создаваемой в «воздушной пластинке», образованной зеркалом  $M_2$  и мнимым изображением  $M_1'$  зеркала  $M_1$  в плоскости пластинки  $P_1$ . Если  $M_2 \parallel M_1'$ , то интерферометр эквивалентен плоскопараллельной пластинке с толщиной  $l_1$  равной разности расстояний от  $P_1$  до зеркал  $M_1$  и  $M_2$ , и наблюдаются полосы равного наклона, локализованные в бесконечности. Если же немного наклонить зеркало  $M_2$ , то получаются полосы равной толщины, параллельные ребру образующегося при этом воздушного клина.

Модификацией интерферометра Майкельсона является так называемый «интерферометр Тваймана», схема которого показана на рисунке 2.10. В нем плоское зеркало в одном из «плеч» заменено выпуклым сферическим зеркалом  $S_2$ . Прибор обычно используется для испытания объективов. Исследуемый объектив ( $O$  – показан пунктиром) расположен таким образом, чтобы его фокальная плоскость совпадала с центром кривизны зеркала  $S_2$ . Световой пучок проходит через  $O$ , отражается от зеркала и вновь проходит через  $O$ ; при этом возникает отклонение от «идеально плоской»

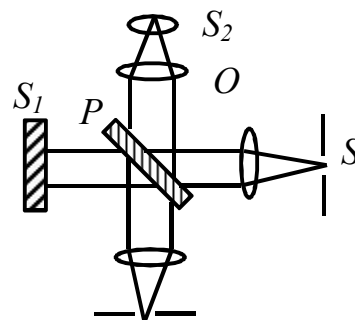


Рисунок 2.10

формы волны вследствие различных несовершенств объектива (неоднородность материала абберации, дефекты изготовления). Эта «деформированная» волна затем интерферирует с плоской волной, идущей в другом плече интерферометра. Возникающая интерференционная картина – полосы равной толщины – локализована в фокальной плоскости объектива  $O$ . Ее изучение дает наглядное представление об имеющихся дефектах испытуемого объектива и позволяет измерять его абберации с очень высокой точностью. Интерферометр Майкельсона, как и другие двулучевые интерферометры, может быть использован как рефрактометр (для измерения показателей преломления различных веществ); кроме того, по схеме этого интерферометра работают и многие другие интерференционные приборы, служащие для точных измерений длин в метрологии, т. е. как «компараторы», а также для исследования и контроля чистоты обработки поверхностей. Рассмотрим типичные схемы этих приборов.

Интерференционный компаратор представляет собой интерферометр, позволяющий определять длины концевых мер (измерительных плиток или «плиток Йогансена») путем их сравнения (компарирования) с точно известной длиной световой волны, а также проводить относительные измерения длин двух концевых мер. Типичная схема такого компаратора – «интерферометр Кёстерса» – представляет собой сочетание интерферометра Майкельсона и призмённого спектрального прибора – монохроматора, служащего для введения строго монохроматического света с известной длиной волны. В качестве источника света используется газоразрядная лампа (гелиевая, криптоновая или кадмиевая), дающая излучение с линейчатым спектром. Это излучение через входную щель поступает в монохроматор, выделяющий определённую спектральную линию; монохроматический световой пучок падает на полупрозрачную пластинку  $P_1$  интерферометра Майкельсона. В центре зеркала  $M_2$  к его поверхности притирается исследуемая концевая мера, середина которой совпадает с осью прибора. Зеркало  $M_1$  ориентируют под некоторым углом таким образом, чтобы его изображение  $M_1'$  и зеркало  $M_2$  образовали воздушный клин, как было описано выше (рис. 2.9). В результате интерференции лучей, отраженных от  $M_1$ , концевой меры и свободной поверхности зеркала  $M_2$  образуются две системы интерференционных полос равной толщины, которые наблюдаются через выходную щель  $S_2$  прибора с помощью объектива  $O_2$ . В центре картины располагаются полосы, локализованные в плоскости грани концевой меры, а вокруг них – полосы локализованные на свободной поверхности  $M_2$ , как показано на рисунке 2.11. Поворачивая призму монохроматора, можно совместить выходную щель  $S_2$  с различными монохроматическими изображениями щели монохроматора  $S_1$  и наблюдать интерференционную картину при различных длинах волн. Если расстояние от  $M_1'$  до  $M_2$  обозначить через  $l_2$ , от  $M_1'$  до верхней грани концевой меры – через  $l_1$ , то толщина измерительной плитки равна  $l = l_2 - l_1$ . Для  $l_2$  и  $l_1$  имеем условия:

$$\begin{aligned} 2l_1 &= (m_1 + \varepsilon_1)\lambda \\ 2l_2 &= (m_2 + \varepsilon_2)\lambda \end{aligned} \quad (2.28)$$

где  $m_1, m_2$  – целые числа, а  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – правильные дроби. Тогда для  $l$  имеем:

$$l = (m + \varepsilon) \frac{\lambda}{2}, \quad (2.29)$$

где

$$m = m_2 - m_1, \varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \quad (2.30)$$

Измерение  $l$  сводится к определению величин  $m$  и  $\varepsilon$ , причем  $\varepsilon$  непосредственно определяется по относительному смещению полос в поле зрения (рис. 2.11). Величина  $m$  может достигать десятков тысяч, в зависимости от  $l$ , что создает определенные трудности при проведении измерений. Поэтому вначале длины  $l$  определяют обычными механическими методами (с точности до 1–2 мкм) и приближенно оценивают  $m$  с точностью до нескольких единиц (для видимого света  $\frac{\lambda}{2} \approx 0,25$  мкм).

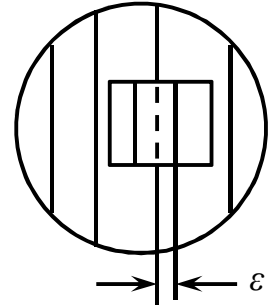


Рисунок 2.11

После этого измеряют смещение  $\varepsilon$  для разных длин волн  $\lambda$  и нескольких значений  $m$ , близких к найденному приближенному значению. Совпадение вычисленных и измеренных значений  $\varepsilon$  для многих  $\lambda$  может получиться лишь при надлежащем выборе числа  $m$ . Тогда точность измерения  $l$  определяется точностью определения  $\varepsilon$ . Визуальная оценка  $\varepsilon$  осуществляется примерно с точностью до  $\frac{1}{20}\lambda$ , т. е. длина  $l$  определяется с

точностью до 0,025 мкм. При относительном измерении двух концевых мер их притирают совместно на зеркало  $M_2$  и определяют для них смещение систем интерференционных полос, как было описано выше. Таким путем осуществляется воспроизведение «первичных» эталонов и проверка «вторичных» образцовых мер в метрологии. Современные интерференционные компараторы позволяют измерять концевые меры и эталоны длины (например, платиноиридиевые эталоны) длиной более 1 м с точностью до  $10^{-8}$ – $10^{-9}$ . В частности, было найдено, что длина «международного метра» равна 1 650 763,73 длин волн (в вакууме) красного излучения, соответствующего переходу  $5d_5-2p_{10}$  атома криптона  $Kr^{86}$ . Воспроизведение эталона метра возможно этим методом с точностью до 0,002–0,003 мкм.

Микроинтерферометр (например, интерферометр Линника) позволяет исследовать микронеровности твердых поверхностей, измерять толщины тонких пленок, малых смещений (например, при исследовании теплового расширения) и т. д. с очень высокой точностью. В принципиальную схему микроинтерферометра входят осветитель, состоящий из источника света (лампочки накаливания), конденсора и апертурных диафрагм, объектив ( $O_1$  на рисунке 2.9), полупрозрачная пластинка ( $P_1$ ) и такая же компенсирующая пластинка ( $P_2$ ), эталонное зеркало ( $M_1$ ) и система линз, образующих микроскоп,

наведенный на контролируемую поверхность, которая играет роль второго зеркала ( $M_2$ ) в схеме Майкельсона. В результате интерференции в воздушной пластинке, образованной исследуемой поверхностью и изображением эталонного зеркала, в поле зрения возникают интерференционные полосы, форма которых соответствует профилю поверхности. Неровности, имеющиеся на поверхности, вызывают искривление полос  $a$ ; отношение этой величины к ширине полос  $b$  оценивается на глаз или окулярным микрометром с точностью до 0,1. Высота микронеровностей оценивается по формуле:

$$h = \frac{a \lambda}{b 2}. \quad (2.31)$$

Погрешность определения  $h$  составляет примерно  $\frac{\lambda}{20}$ , как указывалось выше; для доведенной поверхности 12 класса величина  $h$  оценивается приблизительно в 0,15 мкм. С помощью такого прибора сравнительно просто исследуется поверхность с более или менее регулярным расположением неровностей (например, дифракционная решетка с параллельными штрихами). При хаотическом расположении микронеровностей поверхность более целесообразно исследовать с помощью «микропрофилометра» (например, по схеме Линника). Эта возможность обеспечивается тем, что на исследуемой поверхности рассматривается узкая линия (а не участок, как в микроинтерферометре), изображение которой расширяется с помощью цилиндрической линзы. В принципе, оптическая схема микроинтерферометра сходна с описанной выше. Полупрозрачная пластина разделяет лучи, вышедшие из вертикальной щели  $S$  на две части. С помощью одного объектива создается изображение этой щели неконтролируемой поверхности ( $M_1$ ), а другой объектив дает изображение щели в пространстве между зеркалами  $M_2'$  и  $M_2''$ , помещенными вместо  $M_2$  и образующими прямой угол. После соединения в пластинке лучи проходят цилиндрическую линзу и образуют два изображения ( $S_1$  и  $S_2$ ) щели  $S$ . В поле зрения окуляра наблюдаются интерференционные полосы, параллельные  $S_1$  и  $S_2$ . Назначение цилиндрической линзы заключается в том, чтобы при наложении интерференционных пучков в любую точку поля зрения попадали лучи только от одной исследуемой поверхности, в результате чего форма наблюдаемых полос точно воспроизводит профиль этой поверхности в сечении изображения щели. Высота микронеровностей определяется по той же формуле (2.31); погрешность измерений была указана выше.

Описанные выше микроинтерферометры представляют собой один из типов «интерференционных микроскопов», схема которых представляет собой в той или иной форме сочетание оптического микроскопа и интерферометра. Такие микроскопы широко используются, в частности, при исследовании различных биологических объектов. Принцип действия биологического интерференционного микроскопа заключается в том, что луч, входящий в микроскоп, разделяется на два луча, один из которых проходит сквозь исследуемый объект, а второй – мимо него по отдельному оптическому тракту

микроскопа или через иную точку всего препарата. В окулярной части микроскопа эти лучи соединяются, и наблюдается интерференционная картина, характер которой зависит от разности хода лучей

$$\delta = m\lambda = (n_0 - n_m)d, \quad (2.32)$$

где  $m$  – порядок интерференции,  $n_0$  и  $n_m$  – показатели преломления необходимого объекта и окружающей среды, соответственно. Точность измерений с помощью современных интерференционных микроскопов достигает  $\frac{\lambda}{300}$ . С помощью таких исследований определяются важные

характеристики биологических объектов, в том числе живых тканей и клеток.

Интерферометр Майкельсона может использоваться также в качестве «интерференционного спектроскопа», т. е. спектрального прибора, предназначенного для разделения составляющих сложного света по длинам волн. Принцип такого разделения с помощью интерферометра Майкельсона заключается в следующем. Зеркала интерферометра  $M_1$  и  $M_2$  располагаются так, чтобы  $M_1$  было параллельно  $M_2$ . В фокальной плоскости объектива  $O_2$ , где локализуется интерференционная картина (полосы равного наклона), помещается круглая диафрагма, выделяющая часть центрального участка картины. Излучение, проходящее через диафрагму, поступает на приемник излучения. Поток монохроматического излучения частоты  $\nu$  пропорционален

$$2B(\nu) + 2B(\nu)\cos\frac{2\pi\nu}{c}\Delta, \text{ где } B(\nu) \text{ – спектральная яркость излучения, } \Delta \text{ –}$$

разность хода интерференционных лучей. Если же излучение имеет сплошной спектр, то полная интенсивность светового потока определяется путем интегрирования по всем частотам.

$$I(\Delta) = 2 \int_0^{\infty} B(\nu)d\nu + 2 \int B(\nu) \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c}\Delta\right) d\nu. \quad (2.33)$$

Второе слагаемое представляет собой косинусное преобразование Фурье функции  $B(\nu)$ . Поэтому по результатам измерения  $I(\Delta)$  можно определить спектр  $B(\nu)$  путем нахождения обратного преобразования Фурье. Этот метод обладает существенными преимуществами по сравнению с традиционными спектральными методами (например, с применением дифракционных решеток, см. ниже). В частности, при этом возникает возможность регистрации всего спектра, а также получения большой интенсивности светового потока при заданной разрешающей способности прибора. Недостатком метода является необходимость трудоемких вычислений функции  $B(\nu)$  по измеренной зависимости  $I(\Delta)$ , что, однако, не является принципиальной трудностью при использовании современной вычислительной техники. Предельная разрешающая способность метода (см. ниже) равна

$$\eta = \frac{\Delta_{max}\nu}{c}, \quad (2.34)$$

где  $\Delta_{max} = 2l$  – максимальная разность хода в интерферометре.

Однако обычно в качестве «интерференционных спектрометров» используются «многолучевые» интерферометры, в которых достигается значительное повышение разрешающей способности. Они обычно являются основными приборами в «спектроскопии высокой разрешающей силы» и

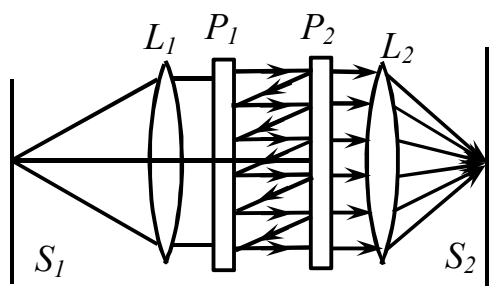


Рисунок 2.12

служат для исследования тонкой и сверхтонкой структуры спектральных линий (см. гл. 5). Наиболее распространенным многолучевым интерферометром является так называемый «интерферометр Фабри – Пьеро», схема которого представлена на рисунке 12.12. Его основными частями служат две стеклянные или кварцевые пластины; их плоские поверхности, обращенные друг к

другу, обработаны с высокой степенью точности (до  $0,01 \lambda$ ) и покрываются слоем с большим коэффициентом отражения (серебро, алюминий и т. п.). Параллельность поверхностей пластин достигается с помощью распорных колец из инвара или плавленого кварца, позволяющих плавно изменять расстояние между пластинами.

«Плоский» световой пучок, падающий на интерферометр, после многократных отражений от  $P_1$  и  $P_2$  разбивается на ряд вторичных плоских световых волн, отличающихся по амплитуде и сдвинутых по фазе. В результате интерференции образуется «вторичная» волна с интенсивностью, зависящей от разности фаз между последовательными вторичными волнами. Распределение интенсивностей (освещенностей) в плоскости  $S_2$  определяется формулой:

$$E = \frac{B \frac{\pi D^2}{4 f_2^2} \left(1 - \frac{a}{1-r}\right)^2}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \frac{\Delta}{2}}, \quad (2.35)$$

где  $B$  – яркость источника света,  $D$  – диаметр пластин интерферометра (обычно выполняемых в форме дисков),  $f_2$  – фокусное расстояние линзы  $L_2$ ,  $a$  и  $r$  – коэффициенты поглощения и отражения зеркал, соответственно,  $\Delta$  – разность фаз, определяемая выражением:

$$\Delta = 2\pi \frac{2h}{\lambda} \cos \vartheta, \quad (2.36)$$

где  $h$  – расстояние между зеркалами интерферометра,  $n$  – показатель преломления среды между зеркалами,  $\vartheta$  – угол между лучом и нормалью к поверхности зеркал. Возникающая интерференционная картина характеризуется «функцией пропускания»  $T(\Delta)$  или  $T(\nu)$ , имеющей вид острых максимумов, разделенных широкими минимумами. Сама картина наблюдается в фокальной плоскости линзы  $L_2$  в виде концентрических колец, пересекающих изображение источника  $S_1$  создаваемые линзами  $L_1$  и  $L_2$ . максимум  $T$  имеет место при условии

$$2hn \cos \vartheta = m\lambda, \quad (2.37)$$

( $m$  – целое число – «порядок интерференции»), причем



$$T_{max} = \left(1 - \frac{a}{1-r}\right)^2. \quad (2.38)$$

Таким образом, поглощение в зеркалах должно быть как можно меньше ( $a \ll 1 - r$ ), чтобы была получена оптимальная освещенность картины.

При изменении длины волны максимума функции пропускания  $T$  сдвигаются в соответствии с «кривой дисперсии».

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{1}{\lambda\nu}. \quad (2.39)$$

При малых  $\nu$  (порядка  $0,5^\circ$ ) дисперсия весьма велика, чем и обусловлена выгода применения интерферометра в качестве спектрального прибора. Однако область дисперсии прибора

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2hn} \quad (2.40)$$

является узкой, поэтому его приходится применять в сочетании с другими спектральными приборами, предварительно выделяющими нужный спектральный интервал. Разрешающая способность прибора по длинам волн (ширина «аппаратной функции» интерферометра) определяется выражением:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{m} \cdot \frac{1-r}{\pi\sqrt{2}}, \quad (2.41)$$

т. е. тем лучше, чем ближе коэффициент отражения к 1 и чем выше порядок интерференции. При использовании интерферометра в качестве спектрального прибора высокой разрешающей силы (см. также гл. 5) применяются визуальные, фотографические и фотоэлектрические методы регистрации. Визуальная регистрация проводится с помощью лупы или микроскопа. При фотографической регистрации спектр снимается на фотопластинку, помещенную в фокальной плоскости объектива  $L_2$  с фокусным расстоянием  $f_2 \approx 30$  см. Фотоэлектрическая регистрация спектра осуществляется с использованием фотоэлемента или фотоумножителя путем плавного измерения величин  $h$  и  $n$ . Обычно изменяют  $n$ , помещая интерферометр в герметичный кожух с окнами и плавно изменяя в нем давление воздуха. Для повышения разрешающей способности и расширения области дисперсии часто применяют систему последовательно расположенных интерферометров – «мультифлекс – интерферометр». Светосила интерферометра, т. е. пропускаемый им световой поток, значительно выше, чем у призмных и дифракционных спектральных приборов. Благодаря своим многочисленным достоинствам интерферометр Фабри – Пьеро очень широко используется при самых разнообразных научных исследованиях в широком спектральном диапазоне (например, при изучении сверхтонкой структуры спектральных линий). Особое значение имеет применение этого прибора в качестве «резонатора» в лазерной технике. Типичные параметры широко применяемых в практике интерферометров – следующие:  $r \approx 0,95$ ,  $m \sim 10^4$ – $10^5$ ,  $\Delta\lambda \sim 0,1$ – $1$  Å; число интерферирующих световых пучков, в зависимости от  $r$ , достигает 50–60.

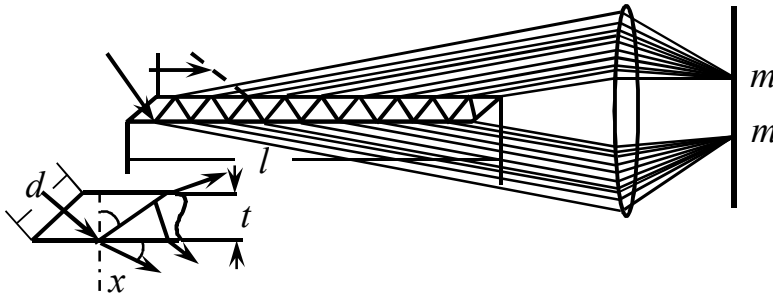


Рисунок 2.13

В качестве еще одного примера многолучевого интерференционного прибора рассмотрим так называемую «пластинку Люммера – Герка». Прибор представляет собой длинную плоскопараллельную пластинку, изготовленную из

оптически однородного стекла или кварца. Луч, вошедший в пластинку, после ряда отражений и преломленный на гранях пластинки образует по обе стороны пластинки систему когерентных параллельных лучей с одинаковой разностью хода между любыми двумя соседними лучами (рис. 2.13).

$$\delta = 2tn \cos \theta. \quad (2.42)$$

Амплитуда последовательных лучей монотонно убывает. Угол падения лучей внутри пластинки выбирается немного меньшим угла полного внутреннего отражения на границе стекло – воздух, так что лучи выходят из пластинки под очень малыми углами  $\chi$  к ее граням.

$$N = L/2t \cdot \operatorname{tg} \theta, \quad (2.43)$$

( $L$  – длина пластинки). Для уменьшения потерь на отражение лучей на входе в пластинку, на ее конце делается скос и ставится на оптический контакт призма полного внутреннего отражения (показана пунктиром на рисунке 2.13). Интерференционная картина локализуется в бесконечности или в фенольной плоскости линзы и имеет вид узких интенсивных максимумов, разделенных широкими минимумами. Распределение интенсивности описывается выражением:

$$I = A^2 d^2 (1 - \rho) \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2 \left\{ \frac{(1 - \rho^N)^2 + 4\rho^N \sin^2 \frac{k\delta}{2N}}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{k\delta}{2}} \right\}, \quad (2.44)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\rho$  – коэффициент отражения,  $A$  – амплитуда падающего луча,  $d$  – (см. рис. 2.13). Множитель  $\left( \frac{\sin u}{u} \right)^2$  описывает дифракцию на входном отверстии пластинки, множитель в фигурных скобках – интерференцию многих лучей. Положение главных максимумов определяется условием:

$$\delta = 2tn \cos \theta = \pm m\lambda. \quad (2.45)$$

Угловая дисперсия прибора значительно выше, чем у призм и дифракционных решеток, а область дисперсии  $\Delta\lambda$  мала, поэтому пластинка Люммера – Герке обычно применяется в комбинации с дополнительным спектральным прибором. Разрешающая сила определяется приближенным выражением:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda \cos \chi} \left( n^2 - \cos^2 \chi - n \frac{dn}{d\lambda} \right). \quad (2.46)$$

Типичные параметры пластинки Люммера – Герке:  $t = 5$  мм,  $L = 15$  см,  $n = 1,58$ ,  $\chi \approx 0$ ,  $dn/d\lambda = -1,2 \cdot 10^{-5}$ ; рабочие грани пластинки выполняются с точностью до  $0,02\lambda$ . При этих параметрах число интерферирующих лучей  $N \approx 30$ ,  $m \approx 2 \cdot 10^4$ ,  $\Delta\lambda \approx 0,2\text{Å}$  ( $\lambda \approx 500$  нм)  $R \approx 5 \cdot 10^5$ .

Задачи спектроскопии высокой разрешающей силы, решаемые с помощью многолучевых интерферометров, будут рассмотрены в гл. 5.

## 2.3 Дифракция света

Способность света огибать различные препятствия является следствием его волновой природы и наиболее выражена при размерах препятствия, сопоставимых с длиной волны. В результате отклонения света от прямолинейного пути распространения – дифракции – принципиально невозможно получить идеально четкие изображения объектов, что ограничивает возможности оптических систем, действие которых основано на законах геометрической оптики. Однако, помимо этого «вредного» эффекта, явление дифракции лежит в основе действия многих оптических приборов, в частности, спектральных приборов, предназначенных для анализа света сложного состава. Рассмотрим характерные особенности проявления дифракции при различных условиях наблюдения и упомянутые выше практически важные вопросы.

Качественное объяснение явления дифракции было дано в п. 1.1. на основе принципа Гюйгенса (рис 1.5). Отклонение света от прямолинейного пути создается за счет вторичных волн, испускаемых от точек волнового фронта, расположенных на краях преград. Для количественного описания явления принцип Гюйгенса должен быть уточнен следующим образом («принцип Гюйгенса – Френеля»). Если источник  $S$  заменить окружающей его замкнутой поверхностью  $P$ , составленной из «вспомогательных» когерентных источников, то действие источника  $S$  в точке  $A$  за пределами  $P$  определяется как результат интерференции вторичных сферических волн от элементов  $dp$  поверхности  $P$  (рис. 2.14). Вторичные волны выражаются в виде  $a_0/r \cdot \sin(\omega t - kr - \varphi)$ , где  $a_0$  – определяется амплитудой, а  $\varphi$  – фазой колебания, пришедшего от  $S$  до элемента  $dp$ , находящегося на расстоянии  $r$  от точки наблюдения  $A$ . В пределах каждого малого участка  $dp$  величины  $\varphi$  и  $r$  постоянны, а амплитуда  $a_0$  пропорциональна площади участка. Все вторичные волны, естественно, когерентны, поскольку созданы возмущением, исходящим из  $S$ , и для вычисления результирующего колебания в точке  $A$  необходимо сложить действия вторичных волн с учетом их фазы. Если, например, поверхность совпадает с фронтом сферической волны, идущей от  $S$ , то фазы всех волн от элементов поверхности  $dp$  одинаковы.

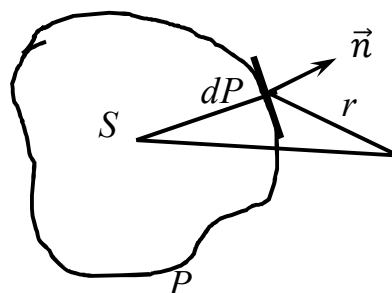


Рисунок 2.14

Если на пути света от  $S$  к  $A$  находятся преграды, например, непрозрачные экраны с отверстием, то поверхность  $P$  выбирается так, что она всюду совпадает с поверхностью экранов, а отверстия в них «затягивает» произвольным образом, в зависимости от рассматриваемой задачи. На поверхности непрозрачных экранов амплитуды вспомогательных источников считаются равными нулю, а на отверстия амплитуды выбираются таким образом, как если бы экран с отверстием отсутствовал; при этом принимается, что материал экрана не играет существенной роли в явлении дифракции, что справедливо на расстояниях от края экрана, превышающих длину световой волны.

Определяя результат интерференции сторонних волн, можно найти интенсивность света в любой точке  $A$  и тем самым исследовать характер распространения света. На основе этого метода легко рассматривается ряд практически важных проблем дифракции, которая наблюдается без помощи оптических приборов, собирающих световые пучки; круг подобных явлений называется «дифракцией Френеля».

При осуществлении этого расчетного метода широко используется простой и наглядный метод «зон Френеля». Вспомогательная поверхность  $P$  выбирается сферической, с центром в источнике  $S$ , т. е. совпадает с волновым фронтом.

Далее строим концентрические сферы с центром в точке наблюдения  $A$  и радиусами  $b$ ,  $b+\lambda/2$ ,  $b+2\lambda/2$ ,  $b+3\lambda/2$ ..., как показано на рисунке 2.15. При этом волновой фронт разбивается на зоны; центральная зона имеет вид шарового сегмента, а остальные – кольцевых «поясков» на сфере. Расчет показывает, что  $a, b \gg \lambda$ , площади всех зон примерно одинаковы и приближенно равны

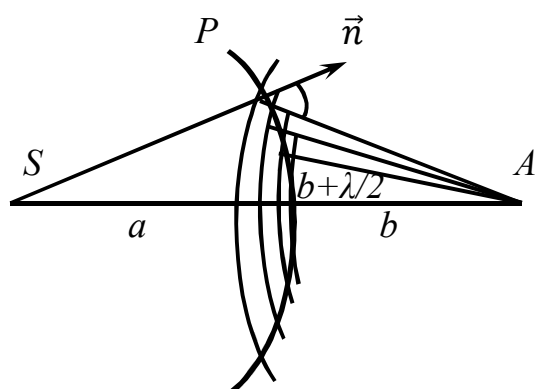


Рисунок 2.15

$P_n = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda$ . Эти зоны считаются «вспомогательными» источниками, и их совместное действие дает некоторую результирующую амплитуду в точке наблюдения  $A$ . Поскольку угол между нормалью к поверхности  $P$  и направлением на точку  $A$  с увеличением номера зоны возрастает, то освещенность в точке  $A$ , создаваемая каждой из зон, при этом монотонно ослабевает. Кроме этого, по построению разность хода между лучами от соседних зон равна  $\lambda/2$ , и они

ослабляют друг друга. Таким образом, амплитуда результирующего колебания  $S$  в точке  $A$  равна

$$S = S_1 - S_2 + S_3 - S_4 + \dots = S_1 - (S_2 - S_3) - (S_4 - S_5) \dots \quad (2.47)$$

Поскольку  $S_1 > S_2 > S_3 > S_4 \dots$ , то  $S < S_1$  и, следовательно, при отсутствии преград между  $S$  и  $A$  свет распространяется в узком канале с диаметром менее  $S_1$ , т. е. прямолинейно (оценка площади центральной зоны  $p_1$  для видимого

света при  $a, b \sim 1$  м дает  $P_I < 1$  мм<sup>2</sup>). Тем самым находит обоснование закон прямолинейного распространения света на основе волновых представлений.

Представим себе теперь, что часть волнового фронта  $P$  закрыта экраном с отверстием, которое выделяет некоторое число зон Френеля. Число открытых зон определяется диаметром отверстия  $d$  равно  $\pi d^2/4Pn$ . Принимая, что действием «закрытых» зон можно пренебречь, а «открытые» зоны действуют так же, как и в отсутствие экрана, тогда ясно, что если отверстие вырезает нечетное число зон, то результирующее действие источника в точке  $A$  будет больше, чем в отсутствии экрана и, следовательно, в точке  $A$  будет светлое пятно; наибольшая интенсивность будет наблюдаться, в том случае, если открыта только одна центральная зона. Если же отверстие открывает нечетное число зон, то интенсивность колебаний в точке  $A$  будет меньше, чем в отсутствие экрана, т. е. в этой точке будет наблюдаться темное пятно. В этом легко убедиться, представив формулу (2.47) в виде:

$$S = S_1/2 + \left( S_1/2 - S_2 + S_3/2 \right) + \left( S_3/2 - S_4 + S_5/2 \right) + \dots, \quad (2.48)$$

причем сумма в скобках приближенно равна нулю ( $S_2 \approx (S_1 + S_3)/2$ , и т. д.).

Если открыто нечетное число  $n$  зон Френеля, то

$$S = (S_1 + S_n)/2, \quad (2.49)$$

при четном  $n$

$$S = (S_1 - S_n)/2. \quad (2.50)$$

Помещая на пути лучей экран для наблюдения и перемещения его относительно экрана с отверстием, мы будем видеть периодическую смену «света» и «тени» в точке  $A$ . Для соседних с  $A$  точек экрана (в направлении, перпендикулярном к линии  $SA$ ) необходимо строить свои системы зон Френеля, не совпадающие с системой для точки  $A$ ; поэтому и освещенность в них отличается от освещенности в  $A$ . При круглом отверстии в месте наблюдения будет видна система светлых и темных колец, окружающих центральное светлое или темное пятно, представляющая собой «дифракционное изображение» точечного источника  $S$ .

Теперь представим себе, что центральная часть волнового фронта закрыта непрозрачным диском с диаметром  $d$ . Выполняя построение зон Френеля аналогичным путем, мы приходим к выводу, что результирующая амплитуда колебаний в точке наблюдения  $A$  будет равна:

$$S = S_{n+1} - S_{n+2} + S_{n+3} - \dots \quad (2.51)$$

Это выражение обладает очевидным сходством с (2.47) и, следовательно, в центральной точке  $A$  за диском всегда должно быть светлое пятно. Этот парадоксальный вывод теории Френеля подтверждается в специальных опытах. При больших размерах диска центральное светлое пятно практически не наблюдается лишь по той причине, что при этом закрыто большое число зон Френеля, а интенсивность света от  $(n+1)$ -й зоны мала; кроме того, размеры

светлого пятна также малы. Поэтому для наблюдения этого эффекта приходится увеличивать расстояния  $a$ ,  $b$ , что и делается в упомянутых выше экспериментах.

Аналогичным образом могут быть построены картины дифракции Френеля для других случаев, например, на краю прямоугольного экрана, на узкой длинной щели и т. д. При этом сложении амплитуд удобно выполнять графическим методом (при этом получается так называемая «спираль Корню»). Специальный интерес представляет случай дифракции на экране, состоящем из последовательно расположенных прозрачных и непрозрачных колец, радиусы которых совпадают с радиусами зон Френеля при заданных значениях  $a$ ,  $b$  и  $\lambda$ . Такой экран называется «зональной пластинкой». Помещая пластинку на расстоянии  $a$  от источника и  $b$  от точки наблюдения мы прикроем все четные зоны и оставим открытыми все нечетные, в результате чего в точке наблюдения амплитуда станет приближенно равной  $S = S_1 + (+S_3) + (+\dots)$ , т. е. примерно в 2 раза больше, чем в отсутствие пластинки. Таким образом, зональная пластинка действует как собирающая линза, увеличивая интенсивность света в точке  $A$ ; разумеется, световая энергия при этом не возникает «из ничего», а лишь перераспределяется между различными точками экрана наблюдения.

Метод зон Френеля, основанный на применении принципа Гюйгенса – Френеля, разумеется, не является вполне строгим и дает полуколичественные результаты. В то же время строгое решение задач дифракции на основе электромагнитной теории света вызывает значительные трудности; такие расчеты приведены лишь для немногочисленных частных случаев, например, для дифракции на краю идеально проводящего непрозрачного экрана. Поэтому описанный метод сохраняет свое значение для практики и в настоящее время.

Рассмотрим теперь другой вид дифракции, которая, в отличие от описанного выше, может наблюдаться лишь с помощью оптических приборов в параллельных лучах соответствующий круг явлений называется «дифракцией Фраунгера». Эту дифракцию можно наблюдать, например, по изменению картины изображения малого источника света, (например освещенной щели), даваемой объективом с диафрагмой. Когда открыта большая часть объекта, изображения точно воспроизводит форму объекта; если же открыта малая часть объектива, то изображение размывается, и возникает чередование максимумов и минимумов освещенности. Таким образом, реальное изображение в оптической системе всегда в той или иной мере искажено дифракцией, поскольку ее элементы всегда ограничены по размеру, например, линз. По своей природе дифракция Фраунгера не отличается от дифракции Френеля, однако ввиду ее практической важности исследована весьма подробно как теоретически, так и экспериментально. Математическое рассмотрение дифракции Фраунгера проще и во многих простых, но практически важных случаях может быть доведено до конца аналитическим путем. Особое значение имеет рассмотрение картины дифракции на круглом отверстии и длинной узкой щели. В первом случае картина имеет вид светлого кружка, окруженного рядом чередующихся темных и светлых колец; во втором

случае наблюдается светлая полоса, по краям которой наблюдается чередование темных и светлых полос.

Картина дифракции на одной щели может быть рассмотрена аналитическим путем. Соответствующий расчет приводит к следующим результатам. Если на щель шириной  $b$  падает параллельный световой пучок, причем амплитуда световых колебаний от всей щели равна  $A_0$ , то в результате дифракции под углом  $\varphi$  к первоначальному направлению пучка распространяется волна с амплитудой  $A_\varphi$ , равно:

$$A_\varphi = A_0 \left( \sin \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi \right) / \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad (2.52)$$

(при  $\varphi \rightarrow 0$  эта формула, естественно, дает  $A_\varphi \rightarrow A_0$ ).

Из выражения (2.52) видно, что в направлениях, для которых выполняется «условие минимума»

$$\sin \varphi = n\lambda/b, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (2.53)$$

величина  $A_\varphi$  обращается в ноль. При других углах  $\varphi$  амплитуда достигает максимальных значений. Наиболее интенсивный максимум имеет место при  $\varphi = 0$  ( $A_\varphi = A_0$ ). Следующие максимумы соответствуют углам, для которых выполняются условия:

$$\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 1,43\pi, \quad \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 2,46\pi, \quad \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi = 3,47\pi. \quad (2.54)$$

Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то распределение интенсивностей в дифракционной картине определяется выражением:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left( \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}. \quad (2.55)$$

Количественно интенсивность главного и побочных максимумов относятся приблизительно как  $1 : 0,045 : 0,016\dots$

Положение максимумов зависит от длины волны. Поэтому в белом свете дифракционная картина является «окрашенной» и представляет собой наложение картин в различных цветах. Центральный максимум является белым, поскольку условие максимума при  $\varphi = 0$  выполняется для всех длин волн. Побочные максимумы для более коротких длин волн (для фиолетовых лучей) располагаются ближе к центру дифракционной картины, чем «длинноволновые» (красные) максимумы, и расстояние между ними меньше. Однако максимумы являются очень широкими, поэтому для разложения белого света по длинам волн одна щель непригодна, и необходимо использовать систему щелей (см. ниже). С уменьшением ширины щели расстояние минимумов от центра картины возрастет, т. е. центральная светлая полоса расширяется, занимая все большую часть экрана. При  $b = \lambda$   $\varphi_1 = 90^\circ$ , т. е. первый

минимум сдвигается на бесконечно удаленный край экрана наблюдения. Таким образом, с уменьшением ширины щели освещенность экрана приближается к равномерной. Это соответствует предельному случаю дифракции, когда щель можно рассматривать как «точечный» источник, испускающий вторичную сферическую волну во всех направлениях. Напротив, при увеличении ширины щели центральный максимум обостряется; в пределе получается четкое яркое изображение щели, что соответствует приближению геометрической оптики.

Если длина щели соизмерима с ее шириной, т. е. дифракция происходит на прямоугольном отверстии, то дифракционная картина наблюдается и в направлении вдоль щели, причем она является более широкой в направлении короткой стороны прямоугольника. В случае квадратного отверстия картина становится симметричной по обоим направлениям. Направления дифрагированного пучка определяются теперь двумя углами  $\Psi$  и  $\varphi$ , отсчитываемыми в плоскостях, параллельных направлению сторон прямоугольника  $l$  и  $b$ . Минимумам освещенности на экране соответствуют условия  $l \sin \Psi = n\lambda$  и  $b \sin \varphi = m\lambda$  ( $m$  и  $n$  – целые числа).

Аналитическое рассмотрение картины дифракции выполняется аналогично случаю длинной щели. В частности, интенсивность, зависящая от углов  $\Psi$  и  $\varphi$ , определяется выражением:

$$I_{\varphi, \Psi} = I_0 \frac{\sin^2 \left( \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left( \frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi \right)^2} \cdot \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi l}{\lambda} \sin \Psi \right)}{\left( \frac{\pi l}{\lambda} \sin \Psi \right)^2}, \quad (2.56)$$

где  $I_0$  – соответствует первоначальному направлению ( $\psi = 0, \varphi = 0$ ).

Аналитическое рассмотрение случая дифракции Фраунгофера на круглом отверстии представляет значительные трудности, поэтому расчет производится численными методами. В результате получается дифракционная картина, подобная случаю прямоугольного отверстия, однако максимумы и минимумы имеют вид концентрических светлых и темных колец. Направление максимумов определяется приближенным условием:

$$\sin \varphi = m \frac{0,61}{R} \lambda, \quad (2.57)$$

где  $R$  – радиус отверстия,  $m$  – целое число (фактически  $\sin \varphi_2 = \frac{1,12}{R} \lambda$ ,

$\sin \varphi_3 = \frac{1,62}{R} \lambda$ , и т. д.)

Главный максимум имеет место при  $\varphi_1' = 0$ , побочные максимумы соответствуют условиям:  $\sin \varphi_2 = \frac{0,81}{R} \lambda$ ,  $\sin \varphi_3 = \frac{1,33}{R} \lambda$ , и т. д. Основная световая энергия сосредоточена в пределах главного максимума; отношение интенсивностей главного и побочных максимумов составляет  $1 : 0,0175 : 0,0042 : 0,0016 \dots$ . Практическое значение явления дифракции на круглом отверстии очень велико, поскольку диафрагмы и оправы линз в



оптических системах почти всегда имеют круглую форму, и дифракционные явления ограничивают возможность оптических приборов (см. п. 2.5).

При падении параллельного светового пучка на систему из двух щелей шириной  $b$ , разделенных непрозрачным промежутком шириной  $a$ , дифракционные картины от щелей накладываются друг на друга, и возникает интерференция когерентных дифрагированных пучков. При этом минимумы дифракции от каждой щели, разумеется, сохраняют прежнее положение, однако появляются дополнительные минимумы в направлениях, в которых интерференция от двух щелей приводит к ослаблению колебаний. Положения этих добавочных минимумов определяется условием:

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.58)$$

где  $d = a + b$  (величина  $d \sin \varphi$  есть разность хода для соответствующих дифрагированных лучей (рис. 2.16). В направлениях, для которых выполняется условие

$$l \sin \Psi = n \lambda \quad (2.59)$$

наблюдаются «главные максимумы» (в этих направлениях интерференция приводит к усилению световых пучков). В области центрального максимума по-прежнему сосредоточена подавляющая часть световой энергии; угловая ширина этого максимума равна  $2 \frac{\lambda}{b}$ .

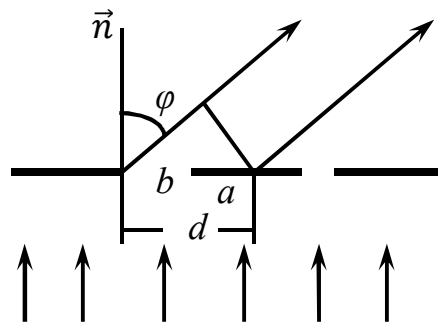


Рисунок 2.16

Дифракция от двух щелей находит различные практические применения; в частности, она лежит в основе действия интерференционного рефрактометра (интерферометра) Рэля (см. выше). С помощью дифракционной картины от двух щелей измеряется угловой диаметр далеких звезд или угловые расстояния между компонентами двойных звезд. Сущность метода иллюстрируется на рисунке 2.17. Пусть имеются две звезды на угловом расстоянии  $\theta$  друг от друга, которые не могут быть разрешены телескопом. Прикроем объектив телескопа непрозрачным экраном с двумя щелями, разделенными расстоянием  $D$ . Тогда каждая звезда дает дифракционную картину, описанную выше; обе картины будут сдвинуты на угловое расстояние  $\theta$ , как показано на рисунке 2.17. В то же время первый механизм сдвинут в каждой дифракционной картине на угловое расстояние  $\varphi$  относительно центрального максимума, причем угол  $\varphi$  определяется из

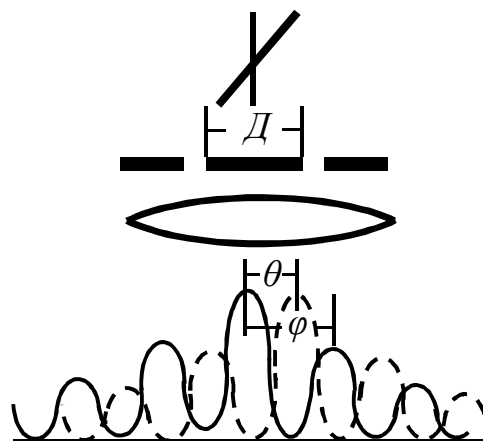


Рисунок 2.17

условия:  $D \sin \varphi = \lambda$  или, при малых  $\varphi$ ,  $\varphi \approx \frac{\lambda}{D}$ . Если  $\varphi = 2\theta$ , то видимость дифракционной картины резко ухудшается, поскольку максимумы от одной звезды накладываются на минимумы от другой. Таким образом, плавно изменяя  $D$ , находим такую величину  $D_0$ , при которой наблюдается первое размытие дифракционных полос; после этого искомое угловое расстояние  $\theta$  определяется по формуле:

$$\theta = \frac{\lambda}{2D_0}. \quad (2.60)$$

При наблюдении одного источника (звезды) с угловым диаметром  $\varphi$  получается система широких дифракционных полос с угловой шириной  $\theta$ ; тогда первое ухудшение видимости поступает при условии  $\varphi = 0$ , и ширина полос сравнивается с расстоянием между центральным и побочным максимумами. При этом угловой диаметр звезды  $\theta$  определяется по формуле:

$$\theta = \frac{\lambda}{D_0}. \quad (2.61)$$

Для получения более точных результатов следует учесть, что звезда наблюдается не в виде светящейся полосы, а круглого диска; тогда вместо (2.61) следует написать:

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D_0}. \quad (2.62)$$

Чем больше расстояние между щелями, тем меньшие угловые расстояния на небе можно измерять этим методом; в настоящее время измеряются величины  $\theta \approx 10^{-3}$ . Аналогичный метод используется также в микроскопии для измерения субмикроскопических частиц, не разрешаемых микроскопом непосредственно (см. ниже, гл. 3).

Дальнейшее увеличение числа щелей приводит к сужению дифракционных максимумов ввиду появления дополнительных минимумов, при наличии  $N$  щелей шириной  $b$  с промежутками  $a$  возникает «дифракционная решетка», характеризующаяся периодом  $d = a + b$  и числом  $N$ . Дифракционная картина, возникающая после наложения картин от отдельных щелей, содержит «первичные» минимумы под углами  $b \sin \varphi = k\lambda$ , главные максимумы, соответствующие условию (2.59), и добавочные минимумы под углами

$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots$  Таким образом, между соседними главными максимумами располагается  $(N - 1)$  добавочных минимумов, разделенных побочными максимумами. Главной особенностью дифракционной картины является резкое обострение главных максимумов, между которыми располагаются широкие темные промежутки, поскольку интенсивность вторичных максимумов очень мала. При наблюдении дифракций света сложного состава главные максимумы располагаются в различных местах, соответствующих определенным длинам волн. Для близких значений  $\lambda$  главные максимумы одинаковых порядков располагаются близко друг к другу. Ясно, что чем острее главные максимумы,

тем меньшие резкости длин волн можно «разрешить» по положению этих максимумов. На этом основано применение дифракционной решетки в качестве спектрального прибора для анализа света сложного состава. Резкость главного максимума количественно определяется его угловым расстоянием до соседнего минимума

$$\Delta\varphi = \frac{\lambda}{Nd \cos \varphi} \approx \frac{\lambda}{Nd'} \quad (2.63)$$

причем величина  $Nd$  определяет полную ширину решетки. При заданном периоде решетки  $d$  резкость главных максимумов возрастает ( $\Delta\varphi$  уменьшается) в зависимости от полного числа «штрихов» (период решетки  $N$ ). В современных дифракционных решетках  $N$  достигает  $10^6$ ; при этом главные максимумы принимают вид узких «спектральных линий», положение которых соответствует определенным длинам волн.

Интенсивность главных максимумов возрастает с увеличением числа штрихов, поскольку при этом возрастает общее количество света, пропускаемого решеткой; распределение интенсивности между отдельными максимумами зависит от соотношения между величинами  $b$  и  $d$ . Если величины  $b$  и  $d$  соизмеримы, то некоторые главные максимумы отсутствуют, например, при  $d = 2b$  исчезают все «четные» максимумы (при этом соответственно усиливаются нечетные максимумы), при  $d = 3b$  отсутствует каждый третий максимум и т. д. Распределение амплитуд в общей дифракционной картине описывается выражением:

$$A = A_0 \frac{\sin \alpha \sin N\beta}{\alpha \sin \beta}, \quad (2.64)$$

где

$$\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi, \quad \beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi, \quad (2.65)$$

( $A_0$  – амплитуда дифракции от одной щели в направлении первичного пучка,  $\varphi = 0$ ).

Положение главных максимумов, определяемое условием  $d \sin \varphi = m\lambda$ , соответствует максимумам величины  $\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \rightarrow N$ . В этих местах амплитуда в  $N$  раз больше, чем при наличии одной щели (интенсивность в  $N^2$  раз больше). Если бы световые пучки от отдельных щелей были некогерентными, то наблюдалась бы дифракционная картина от одной щели, с широкими максимумами и минимумами, усиленная в  $N$  раз. Как и в случае двух щелей, при дифракции на решетке подавляющая часть света сосредоточена в области центрального максимума ( $\varphi = 0$ ), угловая ширина которого приблизительно равна  $2\frac{\lambda}{b}$ . Распределение интенсивности по главным максимумам можно выразить формулой:

$$I_m = A^2 = A_0^2 \frac{N^2 d^2}{\pi^2 m^2 b^2} \sin^2 \frac{\pi b m}{d} \quad (b < d). \quad (2.66)$$

При соизмеримых  $b$  и  $d$  величина  $\sin^2 \frac{\pi b m}{d}$  и некоторые главные максимумы исчезают, о чем уже уточнялось выше.

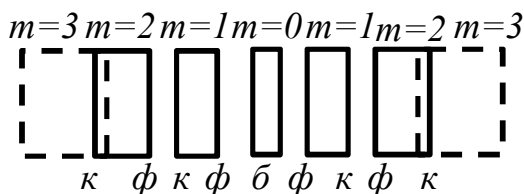


Рисунок 2.18

При освещении решетки белым светом наблюдаются «дифракционные спектры», имеющие вид радужных полосок, соответствующие различным порядкам  $m$  (рис. 2.18). Центральный максимум является «белым», поскольку при  $\varphi = 0$  условие максимума  $d \sin \varphi = k\lambda$  выполняется для всех длин волн. В симметрично расположенных спектрах первого, второго и т. д. порядков фиолетовый край располагается ближе к центру картины. Ширина спектров, т. е. расстояние между соответствующими линиями, возрастает с увеличением порядка спектра. Поэтому спектры высших порядков перекрываются, для белого света это перекрытие имеет место уже для 2-го и 3-го порядков.

Современная технология изготовления дифракционных решеток доведена до высокой степени совершенства. Обычно они получаются путем проведения «штрихов» алмазным резцом на стекле или на тонком металлическом слое, нанесенном на стекло. Обычно решетки изготавливаются с числом штрихов 600 и 1 200 на мм, при общем количестве штрихов  $N \approx 10^5$ , при этом период решетки равен 1,6 и 0,8 мкм соответственно. С появлением лазеров в технологии изготовления дифракционных решеток произошел существенный прогресс. При отклонениях от строгой периодичности решетки в дифракционной картине появляются добавочные слабые максимумы – так называемые «духи», по их присутствию можно контролировать качество изготовления решетки.

При наклонном падении света на дифракционную решетку под некотором углом  $\theta \neq 0$  условие главных максимумов принимает вид:

$$2d \cos \left( \frac{\varphi + \theta}{2} \right) \sin \left( \frac{\theta - \varphi}{2} \right) = m\lambda, \quad (2.67)$$

при малых углах  $\theta$  и  $\varphi$  эта формула принимает приближенный вид:

$$d \cos \nu \cdot (\nu - \varphi) \approx m\lambda. \quad (2.68)$$

В то же время при малых углах формула (2.5) для случая нормального падения света дает:

$$d\varphi \approx m\lambda. \quad (2.69)$$

Таким образом, угол между центральным (нулевым) максимумом побочными максимумами  $(\theta - \varphi)$  определяется так же, как и при нормальном падении света на решетку с уменьшенным периодом  $d \cos \theta$ . Увеличивая угол  $\theta$  можно наблюдать дифракционную картину даже на очень «грубой» решетке (например, от обычной металлической миллиметровой линейки). В частности, таким способом можно получить картину дифракции рентгеновских лучей, для которых, ввиду их малой длины волны, все изготавливаемые искусственным путем решетки оказываются слишком «грубыми» ( $\frac{d}{\lambda} \approx 10^3$ ). «Естественными»

дифракционными решетками для рентгеновских лучей являются кристаллы (см. ниже).

Особый практический интерес представляет дифракция на пространственных – трехмерных структурах (рассмотренная выше дифракционная решетка представляет собой одномерную структуру). В реальных условиях свет всегда распространяется в оптически неоднородной среде, содержащей различные примеси, включения и т. д. Если размеры этих неоднородностей соизмеримы с длиной световой волны, то имеет место дифракция света на этих преградах. При хаотичном расположении препятствий это явление принимает характер «рассеяния» света в «мутных» средах, закономерности которого будут детально рассмотрены в гл. 3. Если же неоднородности расположены в пространстве правильным периодическим образом, то можно считать, что свет испытывает дифракцию на трехмерной пространственной решетке, представляющей собой совокупность трех одномерных решеток по трем координатным направлениям  $X, Y, Z$  с периодами  $d_1, d_2, d_3$  соответственно. В простейшем случае оси координат взаимоперпендикулярны, что соответствует случаю ромбического кристалла (при  $d_1 = d_2$  имеем тетрагональный, при  $d_1 = d_2 = d_3$  – кубический кристалл). Направление падающего светового пучка задается тремя углами  $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$  с координатными осями, дифрагированного в определенном направлении пучка – углами  $(\alpha, \beta, \gamma)$ . Пусть свет падает на пространственную решетку в направлении оси  $Z$ , т. е.  $\alpha_0 = \beta_0 = \frac{\pi}{2}, \gamma_0 = 0$ . Слой частиц, расположенный параллельно плоскости  $XY$  ( $Z = \text{const}$ ), представляет собой двухмерную дифракционную решетку с периодами  $d_1, d_2$ . Отклонение дифрагированного луча в направлении оси  $X$  дает дифракционную картину, положение главных максимумов в которой определяются условием:

$$d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda. \quad (2.70)$$

Аналогичным образом, в результате отклонения луча вдоль оси  $Y$  возникает дифракционная картина, в которой положения главных максимумов определяются условием:

$$d_2 \cos \beta = m_2 \lambda. \quad (2.71)$$

Три угла дифракции  $(\alpha, \beta, \gamma)$  в случае прямоугольной системы координат связаны соотношением:

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1. \quad (2.72)$$

При заданных целых числах  $m_1$  и  $m_2$  известных периодах  $d_1$  и  $d_2$  при определенной длине световой волны  $\lambda$  из этих трех уравнений можно определить величины углов  $(\alpha, \beta, \gamma)$ .

Трехмерная структура представляет собой совокупность этих двухмерных решеток, на каждой из которых имеет место дифракция. Поэтому по найденному указанным способом направлению  $(\alpha, \beta, \gamma)$  распространяется множество волн с определенными разностями хода, которые интерферируют

между собой, создавая окончательную картину дифракции. Из геометрических соображений можно найти условие максимума интерференции в виде:

$$d_3 - d_3 \cos \gamma \approx m_3 \lambda. \quad (2.73)$$

Поскольку в систему из 4-х уравнений (2.70) – (2.73) входят три неизвестных  $\alpha, \beta, \gamma$ , то ясно, что решение этой системы не может быть получено для произвольной длины волны  $\lambda$ . Исключая из этих уравнений  $\alpha, \beta, \gamma$ , можно получить следующее соотношение:

$$\frac{m_1^2 \lambda^2}{d_1^2} + \frac{m_2^2 \lambda^2}{d_2^2} + \frac{(d_3 - m_3 \lambda)^2}{d_3^2} = 1. \quad (2.74)$$

Таким образом, в отличие от одномерной и двумерной решеток, максимумы дифракции на трехмерной решетке возможны лишь при определенных длинах волн, удовлетворяющих условию (2.74). Например, при освещении пространственной решетки белым светом дифракционные максимумы будут наблюдаться в виде цветных пятен, длины волн которых соответствуют (2.74). Определяя эти длины волн и положения дифракционных максимумов, можно восстановить значения периодов решетки  $d_1, d_2, d_3$ ; в этом состоит идея рентгеноструктурного анализа – исследования кристаллической структуры по картине дифракции рентгеновских лучей, подробно рассматриваемого ниже.

## 2.4 Дифракция рентгеновских лучей

«Рентгеновские лучи» представляют собой очень коротковолновое электромагнитное излучение с длиной волны примерно в  $10^3$  меньше, чем для видимого света. Для таких излучений изготовить «искусственные» дифракционные решетки технически весьма сложно, как было выяснено выше. Однако дифракцию рентгеновских лучей легко наблюдать на «естественных» решетках – кристаллах. Атомы в кристаллах расположены в узлах трехмерной кристаллической решетки, причем расстояния между ближайшими атомами – «периода решетки» - оказываются сравнимыми с длиной волны рентгеновских лучей (порядка Å). Таким образом, при падении пучка рентгеновских лучей на кристалл возникает картина дифракции на трехмерной (пространственной) решетке, рассмотренная выше. При известной структуре кристалла по наблюдаемой дифракционной картине можно точно определить длину волны рентгеновских лучей. На этом принципе основано действие так называемых «рентгеновских спектрометров». С другой стороны, при известной длине волны можно установить параметры строения кристалла; на этом основан рентгеноструктурный анализ, широко распространенный в практике заводских и научно-исследовательских лабораторий.

Основные закономерности дифракции на трехмерной решетке были рассмотрены выше. Приведем основные соотношения, используемые в рентгеновской спектроскопии.

Направление наблюдения дифракционных максимумов рентгеновских лучей, рассеянных кристаллом без изменения длины волны, определяется так называемым «условием Вульфа – Брегга». При выводе этого условия появление максимумов интенсивности рассеянных рентгеновских лучей интерпретируется как результат отражения рентгеновских лучей от системы параллельных кристаллографических плоскостей и их интерференции, причем наблюдаются лучи, для которых выполняется условие максимума интерференции:

$$2d \sin \vartheta = m\lambda, \quad (2.75)$$

где  $d$  – расстояние между соседними плоскостями кристалла,  $\vartheta$  – угол «скольжения» лучей, т. е. угол, образуемый отражающей атомной плоскостью и падающим лучом ( $\vartheta = 90^\circ - i$ ,  $i$  – угол падения),  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $m$  – целое положительное число, называемое «порядком отражения».

При этом угол между направлением отраженного луча и первоначальным направлением луча равен  $2\vartheta$ . Условие Вульфа – Брегга (2.75) получается из уравнений Лауэ, определяющих направление максимумов дифракции от трехмерной пространственной решетки с периодами  $a, b, c$  вдоль трех взаимоперпендикулярных осей (осей кристалла):

$$\left. \begin{aligned} a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) &= H\lambda \\ b(\cos \beta - \cos \beta_0) &= K\lambda \\ c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) &= L\lambda \end{aligned} \right\}, \quad (2.76)$$

где  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  углы, образуемые падающими, а  $\alpha, \beta, \gamma$  – рассеянными лучами с осями трехмерного кристалла,  $H, K, L$  – целые числа. При заданном направлении падающего луча, т. е. при постоянных величинах  $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$  уравнения (2.76) могут и не иметь решения для целочисленных решений  $H, K, L$ , поскольку три неизвестные величины  $(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$  не являются независимыми и соотношение между ними дает дополнительное четвертое уравнение. Поэтому картину дифракции рентгеновских лучей на кристалле получают либо от неподвижного кристалла в «белом» (немонохроматическом) рентгеновском излучении (такая картина называется «лауэграммой»), либо от вращающегося (или колеблющегося) кристалла при монохроматическом облучении (изменяются углы  $\alpha_0$  и  $\beta_0, \gamma_0$  – постоянны), либо от поликристалла в монохроматическом излучении (при этом получается «дебаеграмма» – см. ниже). При переходе от уравнений Лауэ к условию Вульфа – Брегга величина  $d$  оказывается связанной с периодами кристаллической решетки  $a, b, c$ , углами  $\alpha, \beta, \gamma$  и «миллеровскими индексами», отражающей кристаллической плоскости  $(h, k, l)$ ; при этом:

$$H = mh, \quad K = mk, \quad L = ml. \quad (2.77)$$

Условие (2.75) требует, вообще говоря, уточнения связанного с учетом преломления рентгеновских лучей в кристалле; детальное рассмотрение этого вопроса приводит к следующему выражению:

$$2d \sin \vartheta = m\lambda \left( 1 + \frac{\delta}{\sin^2 \vartheta} \right), \quad (2.78)$$

где  $\delta = 1 - n$ ,  $n$  – показатель преломления рентгеновских лучей. Однако величина  $n$  очень мало отличается от 1, так что  $\delta \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ , поэтому для практических целей этой поправкой можно пренебречь и пользоваться условием (2.75).

При наблюдении рассеяния рентгеновских лучей очень малыми кристаллами (менее  $10^{-5}$  см) дифракционные максимумы оказываются разными, поскольку интенсивное рассеяние имеет место не только под углами, определяемыми условиями Вульфа – Брегга, но и под близкими к ним углами. Таким образом, ширина этих максимумов может служить мерой размера исследуемого кристалла. Искажение кристаллической решетки, приводящие к изменению межплоскостного расстояния  $d$ , вызывают, согласно (2.75), изменение положения дифракционных максимумов. В то же время статистически беспорядочные смещения атомов, например, тепловые колебания, сказываются на интенсивности дифракционных максимумов, но не на их положении. Заметим, что условие Вульфа – Брегга выполняется при рассеянии и других видов частиц –  $\gamma$ -фотонов, электронов, протонов и нейтронов.

Рассмотрим теперь некоторые применения дифракции рентгеновских лучей для исследования структуры моно- и поликристаллических металлов и полупроводников и основные экспериментальные методы рентгеноструктурного анализа – «рентгенографии».

Очень часто на практике возникает задача точного определения межплоскостных расстояний в кристалле и идентификации кристаллических состояний. При исследовании поликристаллического образца на рентгенограмме получаются кольца, соответствующие отражению от плоскостей с определенными индексами Миллера ( $hkl$ ) в тех кристаллитах, которые подходящим образом ориентированы относительно падающего на поликристалл рентгеновского пучка. В соответствии с условием Вульфа – Брегга углы отражения  $\vartheta$ , соответствующие различным кольцам рентгенограммы, тем больше, чем меньше межплоскостные расстояния для данной системы плоскостей. Первая линия рентгенограммы соответствует наибольшему межплоскостному расстоянию, а последняя – наименьшему. При этом каждой кристаллической фазе соответствует определенная система плоскостей ( $h_i, k_i, l_i$ ), дающих отраженные рентгеновские лучи. Поэтому расположение линий на рентгенограммах, снятых для различных кристаллических фаз, неодинаково. Расшифровка рентгенограммы позволяет определить фазовый состав кристалла и характеристики атомной структуры соответствующих кристаллических фаз. Современные методы позволяют весьма точно определить периоды кристаллической решетки (некоторые из этих методов описаны ниже). Поскольку эти характеристики кристалла весьма чувствительны к температуре, наличию примесей, существованию внутренних напряжений и т. д., то такие изменения дают ценную информацию о состоянии вещества. Метод рентгенографии позволяет, в частности, определять концентрации растворенных веществ в твердых растворах, структурный тип



раствора, измерять внутренние напряжения в кристалле. Сравнивая периоды решетки одного и того же вещества, измеренные при разных температурах, можно точно определить коэффициент термического расширения материала. Особенно наглядно преимущества рентгенографического метода такого определения проявляются при исследовании поликристаллических веществ, для которых коэффициент теплового расширения в разных направлениях различен, поэтому традиционные диэлектрические методы измерения дают лишь усредненные значения этой величины. Повышенная точность и надежность рентгенографии проявляются также при определении внутренних напряжений в материалах по сравнению с механическими методами. Рентгенографические измерения периодов кристаллической решетки позволяют решать также многие конкретные материаловедческие задачи, возникающие при исследовании чистых металлов и сплавов, при высокой точности и сравнительно несложной технике проведения анализа.

Другим типичным примером рентгеноструктурного анализа является исследование текстурированных структур, характеризующихся преимущественной ориентацией кристаллов в моно- и поликристаллических металлах и сплавах. Такие структуры возникают, например, при выращивании кристаллов, когда условия роста кристаллов оказываются неодинаковы в разных направлениях. Очень часто текстура возникает при обработке металлов давлением, например, в технологических процессах волочения, прессования, штамповки и т. п. Например, в тянутой проволоке при большой степени обжатия возникает волокнистая структура («полная текстура»), характеризующаяся тем, что вдоль оси протяжки кристаллы ориентируются в определенном кристаллографическом направлении, называемом «осью текстуры». Наличие текстуры очень существенно сказывается на механических свойствах материала, поэтому ее обнаружение и исследование является весьма актуальной задачей материаловедения. Эта задача сравнительно просто решается методами рентгенографии, путем сравнительного анализа рентгенограмм «идеального» и текстурованного материала. Эти методы позволяют сравнительно просто исследовать процессы деформации решетки и различные структурные изменения при нагреве деформированных твердых материалов (процессы возврата, рекристаллизации и т. д.).

Особенно важное практическое значение для металлургии имеет применение рентгеноструктурного анализа при термической обработке сплавов, например, для исследования процессов закалки и отпуска стали. В равновесном (после отжига) состоянии углеродистая сталь (нелегированная) состоит из двух структурных компонентов –  $\alpha$ -железа и цементита). Первая из этих структур характеризуется кубической объемно-центрированной решеткой (о.ц.к.), а вторая – ромбической решеткой. Поэтому на соответствующих рентгенограммах видны две системы резких линий. С увеличением содержания углерода возрастает и содержание цементита в стали, поэтому интенсивность линий, принадлежащих цементиту, возрастает. Напротив, при содержании углерода менее 0,5 % линии цементита практически отсутствуют. В процессе

термической обработки стали в стали происходят различные структурные превращения, ход которых четко отражается на соответствующих рентгенограммах. Путем анализа рентгенограмм можно контролировать процесс термической обработки стали и определять важные технологические параметры, например, температуру отпуска, глубину цементированного (или обезуглероженного) слоя на поверхности стали. Многочисленные другие применения рентгеноструктурного анализа описаны, в частности, в литературе по физическому материаловедению и другим смежным проблемам.

Рассмотрим теперь кратко некоторые основные методы практического осуществления рентгеноструктурного анализа, понятие о которых должен иметь каждый инженер, работающий в заводской или научно-исследовательской лаборатории, занимающийся изучением физических свойств различных материалов.

В методе вращающегося кристалла узкий пучок монохроматических рентгеновских лучей падает на монокристалл, установленный на вращающемся столике («гониометре»), ось вращения которого перпендикулярна падающему пучку. Кристалл ориентируется таким образом, чтобы ось вращения совпадала с каким-либо из простых кристаллографических направлений. Кристалл приводится во вращение, и фотографируется дифракционная картина на пленку, изогнутую по поверхности круглого цилиндра с осью, совпадающей с осью вращения, или на фотопластинку, помещенную перпендикулярно падающему пучку. Дифракционная картина («рентгенограмма вращения») имеет вид пятен, расположенных по поверхностям круглых конусов, оси которых совпадают с осью вращения. При съемке на изогнутой пленке получаются семейства параллельных прямых, а на пластинке – семейство гипербол (так называемые «слоевые линии первого ряда»). Расстояние между линиями семейства («слоевыми линиями») определяется «периодом идентичности»  $Y$ , т. е. расстоянием между ближайшими идентичными рассеивающими центрами (атомами кристалла) в направлении оси вращения кристалла (совпадающей с простым кристаллографическим направлением). Зная минимальный угол  $\mu_n$  между первичным пучком и образующей конуса, дающего  $n$ -ю «слоевую линию» (при определении  $n$  за «нулевую» принимается экваториальная линия, образованная отражением от плоскостей, принадлежащих к зоне оси вращения), который определяется по формуле:

$$\mu_n = \arctg\left(\frac{l_n}{A}\right), \quad (2.79)$$

( $l_n$  – расстояние от нулевой до  $n$ -й слоевой линии,  $A$  – радиус цилиндрической кассеты с фотопленкой) можно определить период идентичности  $Y$  по формуле:

$$Y = \frac{n\lambda}{\sin \mu_n}. \quad (2.80)$$

Получив три рентгенограммы для различных ориентаций оси вращения кристалла относительно его кристаллографических осей, можно определить три периода идентичности, что позволяет установить форму и размеры

элементарной ячейки кристалла. Далее определяются индексы дифракционных пятен путем внесения соответствующих углов отражения  $\vartheta$  по формуле:

$$\cos 2\vartheta = \cos \mu_n \cos \alpha, \quad (2.81)$$

( $\arccos \alpha = \frac{S}{A}$ ,  $S$  – расстояние от дифракционного пятна до вертикальной линии, проходящей через центр первичного пятна перпендикулярно слоевым линиям). После установления индексов отражения можно определить расположение атомов в элементарной ячейке кристалла и его пространственную группу симметрии.

Дальнейшим развитием метода является «метод колеблющегося кристалла», в котором на кристалл, колеблющийся в определенном угловом интервале, падает узкий пучок рентгеновских лучей перпендикулярно оси колебаний. «Рентгенограмма колебания» регистрируется на пленку, помещенную в цилиндрическую или полуцилиндрическую кассету с осью, совпадающей с осью колебаний. Ось колебаний ориентируют как можно ближе к какому-либо простому кристаллографическому направлению. При этом на пленке фиксируются отражения («рефлексы»), расположенные по слоевым линиям, как было описано выше, однако теперь число рефлексов будет ограниченным из-за ограниченности интервала движения кристалла. Преимуществами метода являются быстрота получения рентгенограммы и однозначность индирования рефлексов: поэтому он применяется при точном определении параметров кристаллической решетки, установлении элементов симметрии кристаллов и т. п.

Другой модификацией метода вращающегося кристалла является использование «рентгеновского гониометра», позволяющего одновременно проводить как регистрацию дифракционных пятен, так и установление ориентации кристалла в эти моменты. При проведении рентгеноструктурного анализа этим методом пленка, помещенная в цилиндрическую кассету, также движется строго синхронно с движением кристалла. При этом выделяется один конус дифракции, соответствующий одной слоевой линии рентгенограммы вращения, которая разворачивается на плоскость. Существует значительное количество различных типов рентгеновских гониометров; наиболее распространены гониометры типа Вайнсберга и типа «КФОР» (камера фотографирования обратной решетки). В первых из них коллимированный рентгеновский пучок направляется на колеблющийся кристалл под некоторым углом к оси колебания. Рефлексы, относящиеся к одному дифракционному конусу, проходят через прорезь в экране и фиксируются на пленке, помещенной в цилиндрическую кассету, которая поступательно перемещается синхронно с углом поворота кристалла. Получающийся снимок – «вайсенбергограмма» – требует затем довольно сложной математической обработки для определения параметров решетки кристалла; однако при этом возможен большой охват дифракционного поля. Напротив, в гониометрах типа «КФОР» широта охвата поля мала, однако дифракционная картина – «кфорограмма» – на которой сравнительно легко проводится индирование

путем простого подсчета координат (или числа) пятен. При этом угол наклона падающего на вращающийся кристалл пучка относительно оси вращения определяет выбранный дифракционный конус, рефлекс которого проходит через кольцевую прорезь в экране и регистрируется на плоской пленке, которая вращается синхронно с кристаллом в том же направлении. Ось вращения пленки параллельна оси вращения кристалла и смещена от нее на соответствующее расстояние, что и обеспечивает правильную регистрацию рефлексов и возможность последующего индирования. Применяются также рентгеновские гониометры «интегрирующего» типа, в которых кассета, помимо основного движения, совершает дополнительные перемещения, асинхронные по отношению к основному. При этом рефлекс «размазывается» на определенный участок пленки, и общая интенсивность дифракционной картины становится более равномерной. Применяются, хотя и реже, некоторые специальные типы гониометров (Саутера, Шибольда, Бумера и др.), описанные в соответствующей литературе. О роли гониометра в схеме рентгеновского дифрактометра см. ниже.

В методе Дебая – Шеррера («методе поликристалла») узкий параллельный пучок монохроматического рентгеновского излучения направляется на поликристаллический образец, состоящий из множества мелких монокристаллов – «кристаллитов». В результате отражения лучей от кристаллитов образуется ряд коаксиальных дифракционных конусов, ось которых совпадает с направлением первичного пучка, вершины находятся в исследуемом образце, а углы раствора равны  $4\vartheta$ , где  $\vartheta$  – угол, определяемый условием Вульфа – Брегга (2.75). Интенсивность и положение дифракционных пятен фиксируется на фотопленке (или с помощью дифрактометра, см. ниже), картина имеет вид тонких искривленных полос, расположенных симметричным образом, и называется «дебаграммой». В некоторых случаях при практическом осуществлении этого метода фотопленка располагается по поверхности круглого цилиндра с осью, перпендикулярной падающему рентгеновскому пучку, образец помещается на оси цилиндра («дебаевская камера»). При этом на дебаграмме получают линии дифракции от всех «действующих» кристаллографических плоскостей. В других случаях плоская пленка помещается в камере перпендикулярно падающему пучку, который после прохождения через образец попадает в центр пленки. В этом случае на пленке получается «полное дебаевское кольцо» – след пересечения дифракционного конуса с плоскостью пленки. Для точного определения параметров кристаллической решетки («прецизионного структурного анализа») применяются модификации метода Дебая – Шеррера, основанные на том, что относительная погрешность определения параметра решетки  $\frac{\Delta d}{d}$ , как

показывает теория, пропорциональна  $\cot \vartheta$  ( $\vartheta$  – угол, входящий в условие Вульфа – Брегга), поэтому точность максимальна при  $\vartheta$ , близких к  $90^\circ$ . Поэтому в этом случае на рентгенограмме фиксируют только линии, получающиеся при углах отражения, близких к  $90^\circ$ . Существуют и другие модификации данного

метода. Измеряя по дебаеграмме углы раствора дифракционных конусов, можно определить межплоскостное расстояние в кристалле; методы обработки дебаеграммы подробно описаны в литературе.

Метод поликристалла широко используется в технике, в частности, при изучении структурных изменений в материалах, подвергнутых технологической обработке. При исследовании пластически деформированных металлов метод позволяет обнаружить преимущественную ориентацию кристаллов («текстуру»); при термообработке металлов легко проследить за протеканием превращений, рекристаллизации и возврата (отдыха) в материале, и т. д. Метод используется также в минерологии и химии для идентификации различных материалов и химических соединений («фазовый анализ»). При малых размерах кристаллов ( $10^{-6}$ – $10^{-7}$  см), а также для пластически деформированных материалов на дебаеграммах обнаруживается размытие (расширение) линий. Эти различные типы расширения линий можно разделить на дебаеграмме путем ее специальной обработки; если расширение вызвано только малыми размерами кристаллитов, то по ширине линий можно непосредственно определять средние размеры монокристаллов.

В методе Лауэ исследуемый монокристалл закрепляется неподвижно и облучается «белым» рентгеновским пучком со сплошным спектром длин волн. Дифракционное изображение – «лауэрограмма» – образуется на фотопленке, помещенной за кристаллом на пути пучка. Она имеет вид пятен различной интенсивности, каждое из которых представляет собой след пересечения отраженного от некоторого семейства атомных плоскостей с межплоскостным расстоянием  $d$  рентгеновского пучка с пленкой, причем пятно образуется в том случае, если в пучке имеется излучение с длиной волны  $\lambda$ , удовлетворяющей условию Вульфа – Брегга  $2d \sin \vartheta = n\lambda$ , где  $\vartheta$  – угол между направлением первичного пучка и данной кристаллографической плоскостью. Поскольку величины  $\vartheta_i$  и  $d_i$  для заданного кристалла и условий облучения фиксированы, то число отражений, регистрируемых на лауэрограмме, находится в прямой зависимости от ширины спектрального интервала для данного первичного пучка.

Поскольку каждому семейству параллельных плоскостей кристалла соответствует свое «изображение» – пятно, удаленное от центра лауэрограммы, т. е. следа пересечения первичного пучка с пленкой, на расстоянии  $l = R \tan 2\vartheta$  ( $R$  – расстояние от кристалла до фотопленки), то лауэрограмма может рассматриваться как специфическая «проекция» кристалла, по которой можно определять ориентацию кристаллографических плоскостей и осей элементарной ячейки в исследуемом кристалле. Семейство кристаллографических плоскостей, проходящих через какое-либо пространственное направление (так называемая «зона») дает отражения, расположенные по поверхности конуса, осью которого является это направление («ось зоны»). На лауэрограмме этому семейству соответствуют пятна, расположенные по некоторой «зональной кривой» 2-го порядка. Чем больше плоскостей в зоне и чем меньше период решетки вдоль оси зоны, тем

больше пятен имеется на соответствующей зональной кривой. Если направление с наименьшим периодом повторяемости (идентично расположенных атомов), которое в кристаллах с высокой симметрией обычно является осью симметрии  $n$ -го порядка, совмещено с направлением первичного рентгеновского пучка, то пятна на лауэрограмме располагаются в соответствии с симметрией данного направления. Используя это соответствие, можно однозначно определить расположение всех кристаллографических направлений в кристалле и, следовательно, ориентировку этого кристалла относительно его внешних граней.

Метод Лауэ применяется, главным образом, для определения этой ориентации и свойств симметрии монокристаллов, а также для определения их качества, поскольку четкость пятен на лауэрограмме зависит от степени совершенства кристалла. При деформировании кристалла пятна на лауэрограмме размываются в определенных направлениях от центра картины, которая приобретает «звездообразный» вид (поэтому это явление называется «астеризм»). Исследуя эту измененную лауэрограмму можно получить информацию о механизме элементарных процессов деформации. Если образец состоит из нескольких монокристаллов с близкой ориентацией, то пятна на лауэрограмме расщепляются; при произвольной ориентации наблюдается наложение картин дифракции от отдельных монокристаллов. В этих случаях вид лауэрограммы дает наглядное представление о структуре поликристалла.

Для измерения интенсивности и направления дифрагированных на кристалле рентгеновских лучей применяются «рентгеновские дифрактометры». Для измерения интенсивности обычно используются счетчики, например, типа Гейгера – Мюллера и пропорциональные счетчики (рис. 2.7). По сравнению с описанными выше фотографическими методами, эти обеспечивают более высокую точность и чувствительность регистрации, а также значительное ускорение анализа благодаря исключению длительных процессов обработки рентгеновской фотопленки. Основными узлами дифрактометра являются источник рентгеновского излучения (рентгеновская трубка), гониометр, на который помещается исследуемый кристалл, счетчика рентгеновских квантов и измерительно-регистрирующего устройства. Поскольку рентгенограмма при этом регистрируется последовательно, по участкам, то необходимо обеспечить высокую стабильность излучения источника. Гониометр обеспечивает выбранную геометрию съемки, поворот кристалла и счетчика и возможность точного отсчета углов поворота (до  $0,01^\circ$ ). Обычно плоский кристалл вращается со скоростью, в 2 раза меньшей скорости вращения счетчика, при этом нормаль к поверхности образца все время делит пополам угол  $180^\circ - 20^\circ$ , где  $20^\circ$  – угол между падающим и дифрагированным лучами. Плоская поверхность образца касается фокусирующей окружности, проходящей через фокус рентгеновской трубки, ось гониометра (т. е. ось вращения кристалла и счетчика) и щель счетчика; радиус этой окружности равен:

$$R_\phi = \frac{R_r}{2 \sin \vartheta}, \quad (2.82)$$

( $R_g$  – радиус гониометра). Во многих конструкциях дифрактометра предусмотрена возможность смены гониометров, что позволяет изменять геометрию и условия съемки (например, производить исследования при низких и высоких температурах в условиях вакуума и повышенных давлений и т. п.). В больших лабораториях применяются автоматические рентгеновские дифракторы специализированного назначения, выполняющие какую-либо конкретную задачу структурного анализа – определение ориентации монокристаллов и т. д. Используемые для регистрации счетчики обладают высокой эффективностью счета (до 100 % у сцинтиляционных счетчиков) в области 0,5 – 2,5 А. Регистрируемые рефлексy автоматически записываются на ленте самописца «по точкам». Расшифровка записей позволяет определить интенсивность дифракции с точностью до 1 % и угла дифракции – с погрешностью не более 0,5°. Это обуславливает весьма широкую область применения дифрактометра в рентгеноструктурном анализе.

Описанные выше методы рентгеноструктурного анализа (и некоторые другие, на которых мы не останавливались), дают весьма большую и цельную информацию о свойствах материалов и применяются практически во всех отраслях техники и научных исследований. Более подробное изложение этих методов и результатов рентгеноструктурных исследований содержится в чрезвычайно обширной специальной литературе.

## 2.5 Разрешающая способность оптических приборов

Как уже упоминалось выше, возможности оптических приборов ограничиваются дифракционными явлениями. Для того чтобы иметь возможность различать мельчайшие детали исследуемых объектов, необходимо чтобы каждая точка объекта изображалась оптическим прибором также в виде точки. В действительности, согласно изложенному выше, светящаяся точка всегда изображается светлым кружком конечных размеров. Эти кружки накладываются друг на друга, что не позволяет разделить изображение отдельных точек объекта. Дифракционное изображение точки в параллельных лучах (от бесконечно удаленного источника), создаваемое объективом оптического прибора, состоит из центрального максимума и окружающих его минимумов и побочных максимумов, причем в нем сосредоточена подавляющая часть общей световой энергии. Угловой радиус  $\varphi$  первого минимума (первого темного кольца вокруг центрального максимума) определяется из условия:

$$D \sin \varphi = 1,22\lambda, \quad (2.83)$$

где  $D$  – диаметр объектива. В белом свете дифракционная картина будет окрашенной, однако центральный максимум остается белым. Радиус первого темного кольца в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $f$  равен:

$$r = f \operatorname{tg} \varphi. \quad (2.84)$$

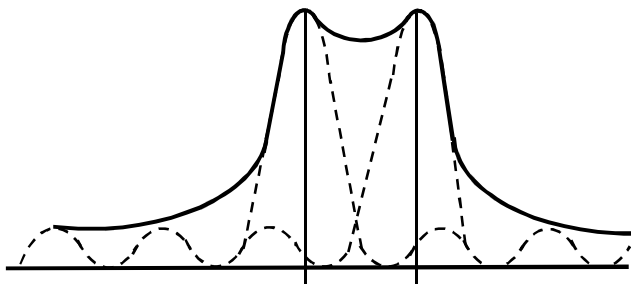


Рисунок 2.19

При малых  $\varphi$  приближенно имеем:

$$r = 1,22 \frac{f\lambda}{D}. \quad (2.85)$$

Таким образом, при рассмотрении, например, в телескоп двух удаленных звезд (или двух точек светила) в фокальной плоскости объектива образуется система перекрывающихся светлых и темных колец. Схематически

распределение интенсивности в фокальной плоскости имеет вид, представленный на рисунке 2.19. Если два максимума, соответствующие наложенным друг на друга дифракционным картинам, можно наблюдать раздельно, то наблюдающие объекты считаются «разрешенными». Для определенности полагают, что максимумы разрешаются, если на результирующем распределении интенсивностей ордината места «провала» между максимумами составляет 0,75 от высоты максимумов (разумеется, при равной интенсивности «первичных» центральных максимумов). Такая ситуация имеет место, когда центральный максимум первой дифракционной картины совпадает с первым минимумом второй картины. Этот критерий разрешения, называется «критерием Рэлея», является вполне достаточным при наблюдении нормальным глазом или при регистрации изображения на фотопластинке.

Согласно критерию Рэлея, угол  $\varphi$  равен угловому расстоянию  $\Psi$  между объектами, которые еще можно разрешить. Поэтому для  $\Psi$  можно написать соотношение:

$$\sin \Psi = \sin \varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} = 0,61 \frac{\lambda}{R}, \quad (2.86)$$

При малых  $\varphi$  и  $\Psi$  имеем:

$$\Psi \approx 0,61 \frac{\lambda}{R}, \quad (2.87)$$

( $R$  – радиус объектива). Обратная величина называется «разрешающей силой» объектива:

$$A = \frac{1}{\Psi} = \frac{R}{0,61\lambda}. \quad (2.88)$$

При больших размерах объектива телескопа (порядка  $10^2$  см) согласно (2.88) имеем оценку:  $A \approx 10^2/10^5 \approx 10^7$ . Для зрачка человеческого глаза с диаметром около 2 мм величина предельного углового разрешения составляет около  $1'$ . При пониженной освещенности зрачок глаза существенно увеличивается (до 8 мм), однако это не ведет к повышению разрешающей способности в силу ряда физиологических причин. Поэтому указанная величина считается нормальным разрешением для человеческого глаза.



Дифракционные явления, возникающие в результате ограничения световых пучков, определяют также разрешающую способность микроскопа. Поскольку объектив микроскопа собирает широкие (по углу) световые пучки, то его разрешающая способность характеризуется линейными размерами мельчайших деталей объекта или минимальным расстоянием между двумя точками, которые можно различить раздельно в поле зрения. При определении разрешающей способности микроскопа исходят из критерия Рэлея, согласно которому центры независимых дифракционных картин, полученных в плоскости изображения, находятся на расстоянии  $a'$ , равном радиусу первого темного кольца, окружающего центральный максимум. При этом учитывается, что плоскость изображения, создаваемого объективом, расположена на большом расстоянии (примерно 160 мм) по сравнению с диаметром объектива или его апертурной диафрагмы  $D$ , поэтому лучи в пространстве изображения можно приблизительно считать параллельными и применить приведенные выше формулы френгоферовой дифракции (расстояние  $a$  между «разрешаемыми» точками в плоскости предмета, разумеется, значительно меньше  $a'$ ). Таким образом, для углового радиуса первого темного кольца можно вновь использовать формулу:

$$\varphi = \frac{1,22\lambda}{D}. \quad (2.89)$$

Соответствующий линейный радиус равен  $\varphi b$ , где  $b$  – расстояние от апертурной диафрагмы до плоскости изображения. Поэтому условие разрешения можно записать в виде:

$$a' = \frac{1,22b}{D}. \quad (2.90)$$

Величина  $2u' = \frac{D}{b}$  определит угол, под которым видна диафрагма объектива из точки изображения. Поэтому из (2.90) следует, что

$$a'/u' = 0,62\lambda. \quad (2.91)$$

Для получения совершенного изображения в микроскопе необходимо соблюдение условия синусов (см. гл. 1):

$$an \sin u = a'n' \sin u'. \quad (2.92)$$

где  $2u$  – угол (не малый, в отличие от  $u'$ ), под которым виден объектив из места расположения объекта. Из последних двух соотношений следует:

$$a = \frac{0,61\lambda}{n \sin u} = \frac{0,61\lambda}{A}, \quad (2.93)$$

причем  $n' = 1$ , а показатель преломления  $n'$  среды между объективом и предметом может и отличаться от 1, например, при применении иммерсионного метода (см. гл. 1). Величина  $A = n \sin u$  называется «числовой апертурой» объектива микроскопа и в основном определяет разрешающую силу микроскопа, которая зависит также от длины волны наблюдения.

Формула (2.93) относится к случаю «самосветящихся» объектов, различные точки которых излучают независимые, т. е. некогерентные, световые пучки. Однако на практике, как правило, в микроскоп наблюдают освещенные

дополнительным источником объекты; при этом лучи, рассеянные различными точками объекта, оказываются когерентными. В этом случае вывод формулы для размера различимой детали  $a$  в микроскопе является более сложным, и его изложение выходит за рамки данной книги. В результате получится следующая формула:

$$a = \frac{0,5\lambda}{A}. \quad (2.94)$$

Таким образом, и в этом случае разрешение определяется числовой апертурой микроскопа. Повышение разрешающей способности достигается путем перехода к более коротковолновому излучению (ультрафиолетовая микроскопия) и применением иммерсионных сред (например, кедрового масла с  $n = 1,5$ ). В современных «сухих» микроскопах величина  $A$  достигает 0,95, что позволяет различать детали объектов с размером около половины длины световой волны (0,2–0,3 мкм); в иммерсионных микроскопах различаются еще более мелкие детали.

При применении спектральных приборов (с призмами или дифракционными решетками) используется понятие «хроматической» разрешающей способности прибора, под которой подразумевается отношение

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (2.95)$$

где  $\delta\lambda$  – различие в длинах волн, которое можно установить с помощью данного прибора. Эта величина также ограничивается дифракционными явлениями. Основную роль при этом в призмённом спектрографе (подробнее об этих приборах см. гл. 5) имеет конечный размер диспергирующей призмы. При достаточно узкой входной щели прибора в месте регистрации наблюдаются дифракционные изображения щелей, соответствующие различным длинам волн. Если угловое расстояние между максимумами  $i$  для ближайших длин волн соответствует критерию Рэлея, то распределение интенсивности в месте регистрации спектра будет таким, как было показано на рисунке 2.19.

Пусть призма работает в режиме минимального отклонения (см. гл.1), и  $A_0B_0$ ,  $A_1B_1$ ,  $A_2B_2$  – положения волнового фронта до входа в призму, после преломления для длины волны  $\lambda_1$  и после преломления для  $\lambda_2$ , соответственно (рис. 2.20). Угловое расстояние между разрешенными максимумами определяется углом между  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$ . Из геометрических соображений следует, что

$$i \approx \frac{B_1B_2 - A_1A_2}{A_2B_2}, \quad (2.96)$$

причем

$$\begin{aligned} A_1A_2 &= l_2(n_1 - n_2) = l_2\delta n \\ B_1B_2 &= l_1(n_1 - n_2) = l_1\delta n' \end{aligned} \quad (2.97)$$

где  $\delta n = n_1 - n_2$  – разность показателей преломления для  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , определяется «дисперсией» материала призмы (см. ниже),  $l_1$  и  $l_2$  – длина пути световых лучей

в нижней и верхней части призмы, соответственно. Из приведенных соотношений следует, что

$$i \approx \frac{l_1 - l_2}{h} \delta n, \quad (2.98)$$

где  $h = A_0B_0$  – ширина светового пучка, ограниченного размерами призмы,  $(l_1 - l_2)\delta n$  характеризует резкость хода лучей, возникающего вследствие дисперсии в призме. Размер призмы  $h$  обуславливает дифракционное расширение спектральной линии. Для близких длин волн  $\varphi \approx \frac{\lambda}{h}$ , и из условия Рэлея  $i = \varphi$  имеем:

$$\lambda = (l_1 - l_2)\delta n. \quad (2.99)$$

Если волновой фронт полностью «вмещается» в призме ( $l_2 = 0$ ,  $l_1 = d$ ), то

$$\lambda = d\delta n \quad (2.100)$$

и для разрешающей способности призмённого прибора  $r$  получится выражение:

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = d \frac{\delta n}{\delta\lambda}. \quad (2.101)$$

Величина  $\frac{\delta n}{\delta\lambda}$  называется «относительной дисперсией» материала призмы; она, согласно изложенному в гл. 3, определяется характером кривой дисперсии материала  $n(\lambda)$  и «рабочим участком» исследуемого спектра. Разрешающая способность возрастает с увеличением длины основания дисперсирующей призмы. Для повышения  $r$

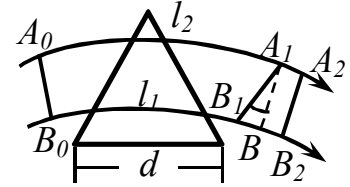


Рисунок 2.20

применяют системы призм с одинаковыми  $\frac{\delta n}{\delta\lambda}$  с целью увеличения  $d$  (изготовление больших оптически совершенных призм представляют значительные трудности). Например, в спектрографе ШП-51 используются три призмы с основаниями по 7 см длиной; при этом в фиолетовой области спектра  $\left(\frac{\delta\tau}{\delta\lambda} \approx 10^{-5}\right)$  теоретическая разрешающая сила достигает  $2 \cdot 10^4$ , т. е. различающие спектральные линии, для которых различие длин волн составляет примерно 0,2 Å.

Спектральные приборы характеризуются, помимо величины  $r$ , также «угловой дисперсией»  $\delta\varphi/\delta\lambda$  и «линейной дисперсией»  $\delta s/\delta\lambda = f \delta\varphi/\delta\lambda$ , где  $f$  – фокусное расстояние линзы, фокусирующей спектр на плоскость наблюдения,  $\delta\varphi$  и  $\delta s$  – соответственно угловое и линейное расстояния между линиями, для которых разность длин волн равна  $\delta\lambda$ . Часто используется также величина обратная  $\delta s/\delta\lambda$  выражаемая обычно в Å/мм.

Рассмотрим теперь разрешающую способность спектрального прибора с дифракционной решеткой. Положение спектральных линий, соответствующих различным длинам волн, определяется условием максимумов:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda. \quad (2.102)$$

Для двух различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  имеем:

$$d \sin \varphi'_m = m\lambda_1, \quad d \sin \varphi''_m = m\lambda_2. \quad (2.103)$$

Переходу от  $m$ -го максимума для  $\lambda_2$  к соответствующему минимуму соответствует изменение разности хода на  $\lambda_2/N$ , где  $N$  – число интерферирующих лучей. Поэтому минимум для  $\lambda_2$  наблюдается в направлении  $\varphi_m$ , для которого

$$d \sin \varphi_m = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}. \quad (2.104)$$

Согласно критерию Рэлея,  $\varphi'_m = \varphi_m$ , тогда, согласно (2.102) и (2.104) получим:

$$m\lambda_1 = m\lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N} \quad (2.105)$$

откуда

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} = mN. \quad (2.106)$$

При малой разности  $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  получаем следующее значение выражения для разрешающей способности дифракционной решетки:

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \quad (2.107)$$

В этом случае величина  $r$  определяется, таким образом, общим числом штрихов решетки и порядком интерференции. Поскольку синус угла дифракции не может превышать 1, то максимальный порядок интерференции, согласно (2.102), равен

$$m_{\max} = \frac{d}{\lambda}. \quad (2.108)$$

Отсюда

$$r = \frac{\lambda}{\delta\lambda_{\min}} = \frac{Nd}{\lambda} = \frac{a}{\lambda}, \quad (2.109)$$

где  $a$  – полная ширина дифракционной решетки. Эта же величина определяет максимальную разность хода между лучами, дифрагируемыми от первого и последнего штрихов решетки. Величина  $r$  не зависит, следовательно, от величин  $N$  и  $d$  в отдельности, а только от их произведения, и одинакова для решеток, для которых выполняется условие:

$$N_1 d_1 = N_2 d_2. \quad (2.110)$$

Поэтому может показаться, что нет необходимости создавать решетки с большим числом штрихов, а можно, например, ограничиться одной широкой щелью. Однако такой спектральный прибор обладал бы большим недостатком – очень малой угловой дисперсией. Действительно, угловое расстояние между максимумами  $\delta\varphi$ . Для близких длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 - \lambda_2 = \delta\lambda$ ) можно определить путем дифференцирования условия (2.102), т. е.

$$d \cos \varphi \cdot \delta\lambda = m\delta\lambda. \quad (2.111)$$

Отсюда для угловой дисперсии имеем:

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (2.112)$$

Таким образом, при больших  $d$  величина  $\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}$  становится очень малой. Кроме того, интенсивность максимумов пропорциональна  $N^2$  и резко уменьшается с уменьшением числа штрихов, т. е. типа интерферирующих лучей. Поэтому на практике используются решетки большой ширины с очень большим числом штрихов ( $N \approx 10^5$  и более,  $d \geq 15$  см). По сравнению с описанными выше интерференционными спектроскопами (двухлучевыми и многолучевыми интерферометрами) дифракционная решетка имеет значительно большую величину  $N$  (ср. со значениями, указанными в п. 2.2) и меньшую величину  $m$  (2–3 вместо  $10^4$ – $10^5$ ). Поэтому разрешающая способность хороших дифракционных решеток составляет  $\approx 10^4$ – $10^5$  и меньше, чем у многолучевых интерферометров. Однако большим преимуществом дифракционной решетки является значительно большая область дисперсии  $\Delta\lambda$ , в которой можно получить неперекрывающиеся максимумы интерференции; как указывалось в п. 2.2, для интерференционных спектроскопов эта величина обычно составляет доли Å. Для дифракционной решетки  $\Delta\lambda$  можно определить из условия наложения максимумов соседних порядков ( $m$  и  $m + 1$ ) для границ некоторого интервала длин волн ( $\lambda$ ,  $\lambda + \Delta\lambda$ ).

Положения этих максимумов определяются выражениями:

$$d \sin \varphi_m^* = m(\lambda + \Delta\lambda), \quad d \sin \varphi_{m+1} = (m + 1)\lambda. \quad (2.113)$$

Из условия  $\varphi_m^* = \varphi_{m+1}$  следует:

$$m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda. \quad (2.114)$$

Отсюда для области дисперсии имеем:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}. \quad (2.115)$$

В отличие от интерференционных спектроскопов ( $m \sim 10^5 - 10^6$ ), для дифракционных решеток  $m = 2$  или  $3$ , поэтому  $\Delta\lambda \approx \frac{\lambda}{2}$  или  $\frac{\lambda}{3}$  и достигает тысяч Å. Поэтому дифракционная решетка может использоваться даже для анализа белого света, в то время как многолучевые интерферометры обычно используются в сочетании с дополнительным спектральным прибором (например, с дифракционной решеткой), о чем уже упоминалось в п. 2.2.

## 2.6 Поляризация света. Двойное лучепреломление

Волновая природа проявляется, помимо интерференции и дифракции, в обширном круге явлений, объединяемых под общим названием «поляризация света». Свет представляет собой поперечную электромагнитную волну, в которой колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях и перпендикулярно направлению распространения волны. В «естественном» свете, испускаемом различными источниками, колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходят во всевозможных направлениях (рис. 2.21, а).

Причина этого заключается в том, естественный свет испускается отдельными возбужденными атомами независимо друг от друга, так что в результирующем

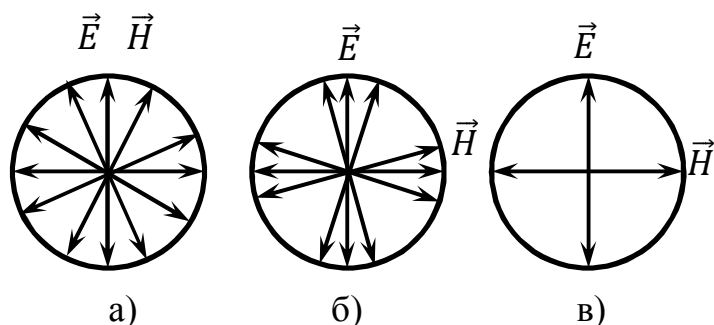


Рисунок 2.21

световом пучке представлены всевозможные «состояния поляризации», т. е. направления колебаний. При взаимодействии света с веществом может произойти выделение преимущественного направления колебаний, как показано на рисунке 2.21, б; такой свет называется «частично поляризованным». Предельным

случаем является плоско поляризованный (или «линейно поляризованный») свет, в котором колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  происходят в определенных плоскостях (рис. 2.21, в). Такой свет испускается отдельными возбужденными атомами вещества, но может быть получен из естественного света (см. ниже), а также от специальных источников света – лазеров (см. гл. 6). Плоскость колебаний вектора  $\vec{H}$  называется плоскостью поляризации света. Заметим, что почти все действия света практически определяются электрическим или «световым» вектором  $\vec{E}$ . Поэтому в дальнейшем мы будем для простоты указывать лишь направление колебаний этого вектора (разумеется, при этом всегда можно «достроить» и направление вектора  $\vec{H}$ ), а под «плоскостью поляризации» подразумевать плоскость, ориентированную перпендикулярно вектору  $\vec{E}$ . Таким образом, под «поляризацией света» подразумеваются явления, обусловленные поперечностью световых волн.

Простейшим способом получения поляризованного света является его отражение или преломление на границе двух сред (рис. 2.22). Опыты

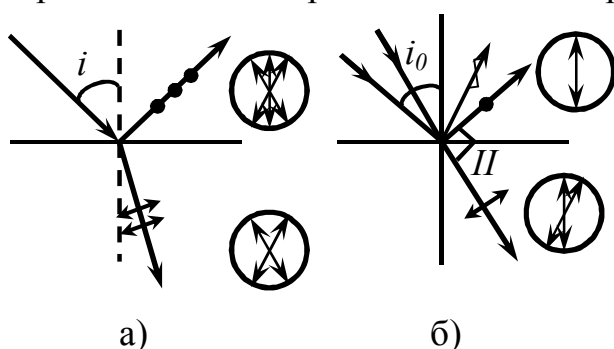


Рисунок 2.22

показывают, что при падении света под произвольным углом  $i$  отраженный и преломленный лучи частично поляризованы, как показано на рисунке 2.22, а: преимущественное направление колебаний в отраженном свете перпендикулярно плоскости падения, а в преломленном свете – находится в плоскости падения. Если же свет падает на границу раздела под «углом Брюстера»

$$i_0 = \arctan n, \quad (2.116)$$

где  $n$  – относительный показатель преломления двух сред ( $n = \frac{n_2}{n_1}$ ), то отраженный луч полностью поляризован указанным выше образом

(рис. 2.22, б). Это положение называется «законом Брюстера». Преломленный луч при этом остается частично поляризованным, причем степень этой поляризации зависит от показателя преломления  $n$ . Все эти явления полностью объясняются на основе электромагнитной теории света.

Поляризация света при преломлении используется в поляризационном приборе – «столе Столетова», которая представляет собой сложенные вместе 8–10 стеклянных плоскопараллельных пластинок, на которые падает свет под углом Брюстера. После прохождения каждой последующей пластинки степень поляризации проходящего света возрастает и приближается к 100 % (под степенью поляризации обычно подразумевается отношение  $\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}$ , где  $I_1$  и  $I_2$  – интенсивности света, поляризованного во взаимно перпендикулярных направлениях в частично поляризованном световом пучке). При этом в случае пренебрежимо малого поглощения света в стекле интенсивности отраженного и преломленного (прошедшего) пучков примерно одинакова и равна примерно половине интенсивности падающего пучка. Стопа Столетова используется для получения поляризованного света сравнительно редко; более совершенные поляризационные приборы основаны на явлении двойного лучепреломления в кристаллах.

При прохождении света через кристалл исландского шпата (разновидности  $\text{CaCO}_3$ ) на выходе получаются два луча, один из которых, называется «обыкновенным», подчиняется обычному закону преломления. В частности, для него показатель преломления есть величина постоянная, не зависящая от угла падения; при нормальном падении на грань кристалла угол преломления обыкновенного луча равен нулю. Второй луч, называемый «необыкновенным», не подчиняется этому закону; для него показатель преломления зависит от направления и, естественно, не равен показателю преломления для обыкновенного луча. Даже при нормальном падении угол преломления необыкновенного луча отличен от нуля. Описанное явление называется «двойным лучепреломлением», а кристалл, обладающий такими свойствами – «двойко преломляющим». В каждом таком кристалле имеется определенное направление, называемое «оптической осью», кристалла, вдоль которого оба преломленных луча обладают одинаковым показателем преломления; в этом направлении раздвоение преломленного луча не происходит. Если такое направление в кристалле одно, то он называется «одноосным». Существуют и «двуосные» кристаллы, в которых имеются два направления, по которым лучи идут без раздвоения; в этих кристаллах ни один из лучей не является «обыкновенным». Во многих кристаллах, в том числе и в исландском шпате, оба луча поглощаются одинаково, так что интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей примерно равны. Однако существуют кристаллы, обладающие «дихроизмом», т. е. различным образом поглощающие оба луча. К таким кристаллам относится, например, турмалин, в котором необыкновенный луч практически полностью поглощается уже на пути в 1 мм.

Наиболее важной с практической точки зрения особенностью явления двойного лучепреломления является то, что обыкновенный и необыкновенный лучи являются плоско поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях. Колебания электрического вектора в обыкновенном луче происходят перпендикулярно к «главной плоскости», проходящей через луч и оптическую ось кристалла; в необыкновенном луче колебания происходят в главной плоскости. Если один из лучей направить на грань второго двояко преломляющего кристалла, то вновь возникнут два преломленных луча, однако теперь их интенсивности уже не будут одинаковыми (см. ниже). Таким образом, двойное лучепреломление в кристалле можно использовать для получения плоско поляризованных световых лучей. Для того чтобы превратить такой кристалл в поляризационный прибор – «поляризатор», необходимо обеспечить достаточное пространственное разделение обыкновенного и необыкновенного лучей. Обычно эти лучи на выходе из кристалла разделены всего на несколько мм, и при их совместном наблюдении вновь получится «естественный» свет. Для осуществления большого разделения лучей существуют различные способы, описанные ниже, в п. 2.7.

Пусть для определенности «поляризатор» выделяет обыкновенный луч; тогда направление колебаний в поляризованном свете  $AA_1$  будет перпендикулярно оптической оси кристалла  $OO_1$  (рис. 2.23). Амплитуду колебаний обозначим  $a_0$ .

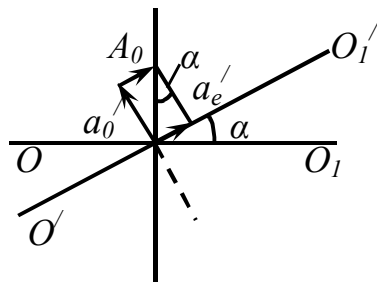


Рисунок 2.23

Пропустим теперь этот пучок через второй поляризационный прибор, служащий «анализатором» поляризованного света; оптические оси поляризатора и анализатора образуют, вообще говоря, некоторый угол  $\alpha$ . Двойное лучепреломление в анализаторе приведет к образованию двух лучей – обыкновенного с амплитудой  $a_0'$  и необыкновенного с амплитудой  $a_e'$ .

Согласно построению на рисунке 2.23

$$\begin{aligned} a_0' &= a_0 \cos \alpha \\ a_e' &= a_0 \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.117)$$

Поскольку интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, то вместо (2.117) можно написать:

$$\begin{aligned} I_0' &= I_0 \cos^2 \alpha \\ I_e' &= I_0 \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (2.118)$$

(очевидно, что  $I_0' + I_e' = I_0$ , что соответствует закону сохранения энергии при пренебрежимо малом поглощении света в кристаллах, из которых изготовлены поляризатор и анализатор). Отношение интенсивностей необыкновенного и обыкновенного лучей в анализаторе равно



$$\frac{I'_e}{I'_0} = \tan^2 \alpha, \quad (2.118)$$

т. е. зависит от ориентации кристалла, о чем уже упоминалось выше. В силу конструктивных особенностей анализатор, по принятому выше допущению, выделяет только объективный луч. Тогда, первой из формул (2.118), интенсивность света, прошедшего через систему поляризатор – анализатор, пропорциональна  $\cos^2 \alpha$ , т. е. квадрату косинуса угла между оптическими осями поляризатора и анализатора; это утверждение называется «законом Малюса» и лежит в основе расчета интенсивности света при использовании различных поляризационных приборов.

Используя поляризационные приспособления, можно осуществить интерференцию когерентных световых пучков, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Для этой цели луч, плоско поляризованный с помощью одного из описанных ниже типов поляризаторов ( $P$ ), направляется на двояко преломляющую кристаллическую пластинку ( $K$ ), вырезанную из одноосного кристалла параллельно оптической оси (рис. 2.24, а). При нормальном падении света на грань пластинки  $K$  в ней будут распространяться по одному направлению, но с различными скоростями два луча – обыкновенный с показателем преломления  $n_0$  (и со скоростью  $v_0 = \frac{c}{n_0}$ ) и

необыкновенный с показателем преломления  $n_e$  (со скоростью  $v_e = \frac{c}{n_e}$ ). Колебания в необыкновенном луче с амплитудой  $a_e$  направлены вдоль оптической оси кристаллической

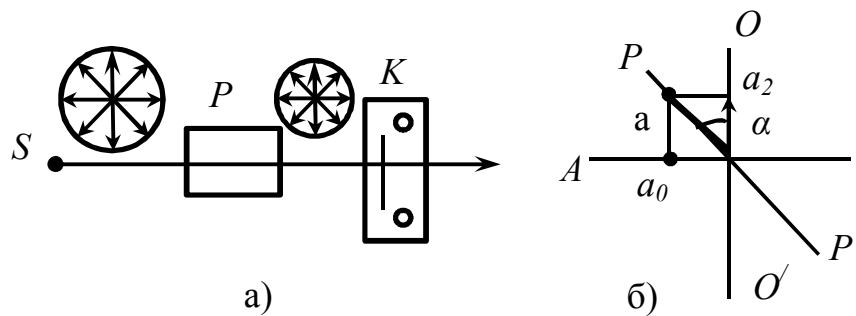


Рисунок 2.24

пластинки  $OO'$ , причем  $a_2 = a \cos \alpha$  (рис. 2.24,

б); колебания в обыкновенном луче происходят вдоль направления  $AA' \perp OO'$  и имеют амплитуду  $a_0 = a \sin \alpha$ , где  $\alpha$  – угол между оптической осью пластинки и направлением колебаний ( $PP'$ ) в поляризованном луче, вышедшем из поляризатора. По мере прохождения через пластинку  $K$  толщиной  $d$  между обыкновенным и необыкновенным лучами образуется разность хода (см. выше, п. 2.1), которая к моменту выхода лучей из пластинки станет равной  $(n_0 - n_e)d$ . При этом обыкновенный луч отстает по фазе от необыкновенного на величину

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 - n_e)d. \quad (2.120)$$

В отличие от случая, рассмотренного в п. 2.1, колебания интерферирующих лучей происходят здесь во взаимно перпендикулярных направлениях. Известно, что сложение таких колебаний приводят, вообще говоря, к возникновению «эллиптического» колебания, при котором конец вектора амплитуды описывает эллипс с угловой скоростью, равной циклической частоте складываемых колебаний. Таким образом, не выходя из кристаллической пластинки  $K$  образуется «эллиптически поляризованный» свет, в котором концы векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  описывают эллипсы. Если записать уравнение колебаний для необыкновенного и обыкновенного лучей, соответственно, в виде:

$$\begin{aligned} x &= a \cos \alpha \cos \omega t = A \cos \omega t \\ y &= a \sin \alpha \cos(\omega t - \varphi) = B \cos(\omega t - \varphi)' \end{aligned} \quad (2.121)$$

то уравнение «эллиптического» колебания может быть представлено как

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy}{AB} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (2.122)$$

Таким образом, ориентация и форма (отношение полуосей  $A$  и  $B$ ) результирующего эллипса, в конечном счете, определяются углами  $\alpha$  и  $\varphi$ , т. е. взаимным угловым расположением поляризатора  $P$  и пластинки  $K$ , толщиной и материалом пластинки и длиной световой волны.

Рассмотрим некоторые практически важные частные случаи. Если толщина пластинки соответствует условию

$$(n_0 - n_e)d = \left(m + \frac{1}{4}\right)\lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.123)$$

то  $\varphi = m \cdot 2\pi + \frac{\pi}{2}$ ,  $\cos \varphi = 0$ ,  $\sin \varphi = 1$  и уравнение (2.122) описывает эллипс, ориентированный относительно главных осей ( $2A$  и  $2B$ ):

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1. \quad (2.124)$$

В частности, при  $\alpha = 45^\circ$   $A = B$ , эллипс превращается в окружность радиуса  $A$ :

$$x^2 + y^2 = A^2. \quad (2.125)$$

В этом случае результатом интерференции в пластинке является «циркулярно поляризованный» (поляризованный по кругу) свет. Такая пластинка, позволяющая создать круговую поляризацию света, называется «пластинкой в четверть волны». В зависимости от ориентации пластинки разность фаз  $\varphi$  может принимать значения  $+\frac{\pi}{2}$  или  $-\frac{\pi}{2}$ , что соответствует вращению вектора  $\vec{E}$  (или  $\vec{H}$ ) в циркулярно поляризованном свете против часовой стрелки (влево) или по часовой стрелке (вправо). Поэтому следует различать «левую» и «правую» круговую (и разумеется, эллиптическую) поляризацию света. Пластика в четверть волны применяется при анализе поляризованного света – см. ниже.

Если толщина пластинки соответствует условию

$$(n_0 - n_e)d = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (2.126)$$

$\varphi = m \cdot 2\pi + \pi, \sin \varphi = 0, \cos \varphi = -1$ , и уравнение эллипса (2.122) «вырождается» в уравнение прямой:

$$\frac{x}{A} + \frac{y}{B} = 0. \quad (2.127)$$

Это означает, что свет после прохождения пластинки остается плоско поляризованным, но направление колебаний поворачивается на угол  $\pi/2$ . Такая пластинка называется «пластинкой в полволны».

Наконец, при выполнении условия

$$(n_0 - n_e)d = m\lambda \quad (2.128)$$

(при этом говорят о «пластинке в целую волну»)  $\varphi = 2\pi, \sin \varphi = 0, \cos \varphi = 1$ , и вместо (2.122) получим:

$$\frac{x}{A} - \frac{y}{B} = 0. \quad (2.129)$$

Это означает, что после прохождения пластинки плоско поляризованный луч не претерпевает никаких изменений.

Состояние эллиптической или циркулярной поляризации нельзя обнаружить с помощью одного анализатора. Очевидно, согласно закону Малюса, при наблюдении плоско поляризованного света через анализатор можно подобрать такую его ориентацию, при которой поле зрения будет полностью затемнено ( $\alpha = \frac{\pi}{2}, I'_0 = 0$ ). Если же направить на анализатор

выделяющий колебания, например, в направлении  $OO'$  (рис. 2.25), то амплитуда колебаний  $a$ , прошедших через анализатор, будет плавно изменяться от максимального значения  $a = B$  до минимального значения  $a = A$ , и поле зрения будет всегда в той или иной мере освещено. Однако точно такая же картина будет наблюдаться и при исследовании частично поляризованного света. Если же на анализатор направить свет, поляризованный по кругу ( $A = B$ ), то никаких изменений освещенности наблюдаться не будет, как если бы исследуемый свет был «естественным». Поэтому для

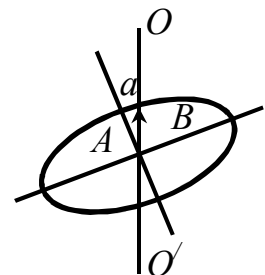


Рисунок 2.25

анализа эллиптически или циркулярно поляризованного света его необходимо превратить в плоско поляризованный, который затем уже исследуется с помощью анализатора. Для этой цели, согласно изложенному выше, достаточно довести разность фаз между составляющими, поляризованными, во взаимно перпендикулярных плоскостях, до  $\pi$  или  $2\pi$  (или до нуля). Это можно осуществить, пропуская исследуемый световой пучок через вспомогательную кристаллическую пластинку подходящей толщины. Например, при использовании пластинки в четверть волны добавляется разность фаз  $\pm \frac{\pi}{2}$ , так что существующая разность фаз обращается в 0 или  $\pi$ . В случае циркулярно поляризованного света пластинку  $\frac{\lambda}{4}$  можно ориентировать произвольным образом; в случае эллиптической поляризации пластинки располагается так, чтобы направление оптической оси совпадало с одной из главных осей эллипса. Положение этих осей можно предварительно установить с помощью

поляризатора, как было описано выше (по максимуму или минимуму освещенности поля зрения). Если известно, какое из двух колебаний в пластинке  $\frac{\lambda}{4}$  распространяется с большей скоростью в определенном направлении, то указанным способом можно определить и направление вращения вектора  $\vec{E}$ , т. е. установить состояние левой или правой поляризации. Обычно анализ эллиптически поляризованного света осуществляется с помощью специальных приборов – компенсаторов (см. п. 2.7).

Определенными характерными особенностями обладает случай интерференции поляризованных лучей, наблюдаемой в сходящихся световых пучках.

Различные лучи в сходящемся или расходящемся световом пучке проходят разные пути в кристалле, в зависимости от их угла наклона. Наиболее просто выглядит картина интерференции в том случае, когда ось конического светового пучка параллельна оптической оси двулучепреломляющего кристалла. При этом «осевой» луч проходит кристалл без преломления, а остальные раздваиваются на обыкновенные и на необыкновенные лучи. Следы лучей, идущих под одинаковыми углами к оси пучка, располагаются на одной окружности, поэтому интерференционная картина имеет вид концентрических колец. Однако в различных частях одной и той же окружности соотношения интенсивностей обыкновенного и необыкновенного лучей неодинаковы. Пусть  $AB$  на рисунке 2.26, а – след плоскости колебаний вектора  $\vec{E}$  в луче, прошедшем

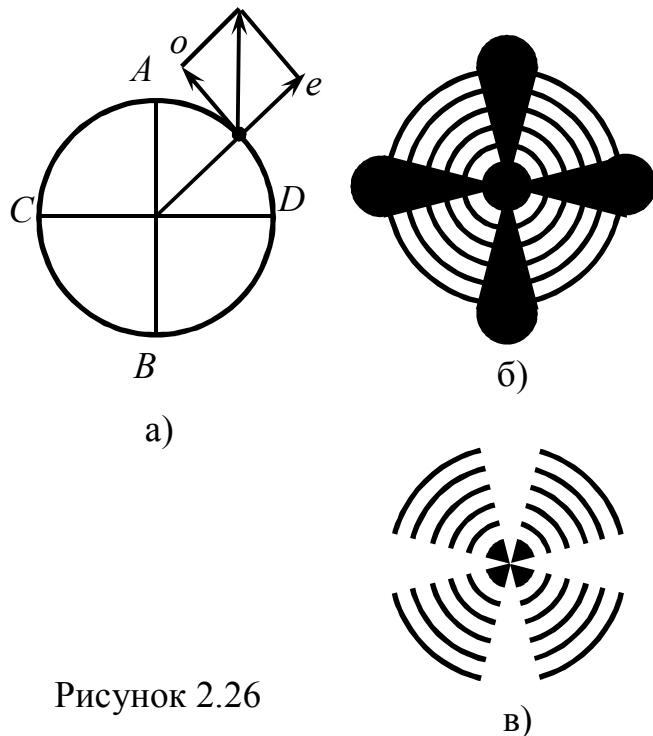


Рисунок 2.26

через поляризатор. В кристалле луч, попавший в точку  $E$ , раскладывается на необыкновенный луч с вектором амплитуды, направленным по радиусу окружности, и обыкновенный луч с колебаниями в направлении, перпендикулярном радиусу, поскольку любой радиус  $OE$  является следом плоскости падения для соответствующего луча в пучке. Для направлений  $AB$  и  $CD$  один из лучей пропадает: в точках  $A$  и  $B$  – обыкновенный, а в  $C$  и  $D$  – необыкновенный луч. Поэтому из этих точек кристалла выходят плоскопараллельные лучи, которые погашаются при скрещении в поляризаторе и анализаторе. В

направлениях  $AB$  и  $CD$  в этом случае наблюдается черный крест, как показано на рисунке 2.26, б. Если поляризатор и анализатор ориентированы параллельно, то в этих направлениях наблюдается белый крест (рис. 2.26, в). В белом свете

интерференционная картина, называемая также «коноскопической фигурой», выглядит окрашенной. В других случаях наблюдаются более сложные интерференционные фигуры. Их исследование позволяет определять ориентации кристаллов и направление оптических осей, обнаруживать эффект вращения плоскости поляризации и т. д. Наблюдение коноскопических фигур показано на рисунке 2.26. Это является одним из методов поляризметрического анализа (см. ниже). Этим методом, например, определяют структуры и ориентации осей кристаллов в минералогии и метрографии для определения минералов и горных пород (с использованием поляризационного микроскопа).

Обратимся к рассмотрению физической природы явления двойного лучепреломления. Детальное изложение этих вопросов выходит за рамки данной книги. Однако основные закономерности легко устанавливаются путем построения волновых фронтов в кристалле на основе принципа Гюйгенса. В теории Гюйгенса предполагается, что обыкновенному лучу в двоякопреломляющем кристалле соответствует сферическая волновая поверхность, а необыкновенному лучу – поверхность в виде эллипсоида вращения. Это можно пояснить на основе представления об анизотропии оптических свойств кристалла, обусловленной несимметричным строением его атомов. Согласно «классической» электронной теории, атомы (молекулы) вещества представляют собой «гармонические осцилляторы» – колебательные системы, связанные квазиупругими силами и имеющие определенные «собственные частоты» колебаний. Под действием электрического поля световой волны осцилляторы совершают вынужденные колебания, что обуславливает целый ряд явлений, более подробно рассматриваемых в гл. 3. Симметричный (изотропный) осциллятор характеризуется одной собственной частотой, в то время как несимметричный (анизотропный) осциллятор может иметь, вообще говоря, три различные собственные частоты в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Для одноосного кристалла две из этих частот совпадают, и частицы, из которых построен кристалл, обладают собственной частотой колебаний  $\omega_1$  при колебаниях вдоль направления, параллельного оптической оси, и частотой  $\omega_2$  – при колебаниях, перпендикулярных к оптической оси.

Выделим теперь в кристалле плоскость главного сечения, содержащую оптическую ось и световой луч, и рассмотрим поляризованные лучи, исходящие из некоторой точки  $C$  (рис. 2.27) (пунктирными линиями показаны направления, параллельные оптической оси).

Вначале возьмем обыкновенные лучи ( $Ca_1$ ,  $Ca_2$ ,  $Ca_3$ ), колебания вектора  $\vec{E}$ , в которых перпендикулярны плоскости главного сечения – точки на рисунке 2.27, а. Световая волна в этом случае возбуждает колебания «осцилляторов» только в направлениях, перпендикулярных к оптической оси, и для них собственная частота одна и та же ( $\omega_2$ ).

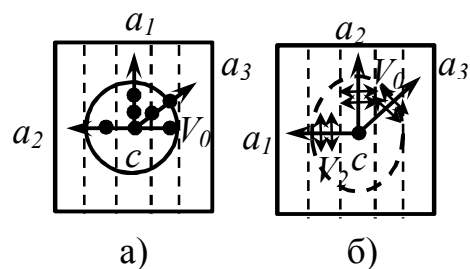


Рисунок 2.27

Поэтому все эти лучи будут распространяться в кристалле с одинаковыми скоростями ( $v_0$ ), и геометрическим местом концов всех лучей в любой момент времени будет сферическая поверхность. Такая форма волновой поверхности характерна для «обыкновенных» поляризованных лучей, которые поэтому подчиняются обычному закону преломления (показатель преломления равен  $n = \frac{c}{v_0}$ ). Рассмотрим теперь «необыкновенные» лучи, колебания вектора  $\vec{E}$  в которых происходят в плоскости главного сечения (рис. 2.27, б). Теперь колебания для различных лучей направлены под разными углами к оптической оси. Для луча  $Ca_1$  колебания перпендикулярны оптической оси, в этом направлении возбуждаются колебания с частотой  $\omega_2$ , и скорость этого луча будет вновь равна  $v_0$ . Однако луч  $Ca_2$ , в котором колебания направлены параллельно оптической оси, возбуждает в частицах вещества колебания с собственной частотой  $\omega_1$  и распространяется с иной скоростью  $v_e$  (в этом примере  $v_e < v_0$  – «положительный» кристалл). Луч  $Ca_3$ , идущий под некоторым (не равным  $\frac{\pi}{2}$ ) углом к оптической оси, распространяется с промежуточной (между  $v_0$  и  $v_2$ ) скоростью. Ясно, что в этом случае волновая поверхность будет иметь вид эллипсоида вращения, сечение которого одной из главных плоскостей показано пунктиром на рисунке 2.27, б. Поэтому «необыкновенные» лучи не подчиняются обычному закону преломления (см. ниже).

Теперь можно выполнять построение Гюйгенса для обыкновенного и необыкновенного лучей и находить направления их распространения в кристалле (см. п. 1.1). Рассмотрим некоторые простые частные случаи. Пусть плоская световая волна с фронтом  $AB$  падает под углом  $i$  на преломляющую грань кристалла, оптическая ось которого ( $OO'$ ) лежит в плоскости падения света под некоторым углом к этой грани (рис. 2.28). За время прохождения

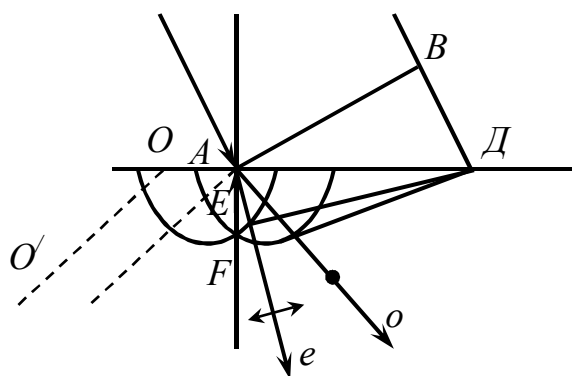


Рисунок 2.28

«левым флангом» волны пути  $BD$  от точки  $A$  в кристалле возникнут две волновые поверхности – сферическая и эллипсоидальная, причем в направлении оптической оси ( $AO' \parallel OO'$ ) они соприкасаются (на рисунке 2.28 взят случай «положительного» кристалла). Выполняя построение Гюйгенса, получим две преломленные волны: необыкновенную, с фронтом  $DE$ , и обыкновенную, с фронтом  $DF$ . Направление распространения

необыкновенного луча перпендикулярно  $DE$ , а обыкновенного – не перпендикулярно к волновому фронту  $DF$ , как это видно из рисунка 2.28. В данном случае необыкновенные лучи лежат в плоскости падения; легко видеть, что если плоскость падения не параллельна оптической оси, то обыкновенный и необыкновенный лучи уже не находятся в одной плоскости (точка касания

эллипсоидальной поверхности  $E$  не лежит в плоскости чертежа). При нормальном падении света ( $i = 0$ ) обыкновенные лучи идут без преломления, согласно обычному закону преломления. Волновой фронт необыкновенной волны также параллелен падающему лучу, но точки его касания с эллипсоидальными волновыми поверхностями сдвинуты относительно точек  $AD$ , так что необыкновенный луч преломляется даже и при нормальном падении света на кристалл.

На рисунке 2.29 показан другой частный случай: оптическая ось кристалла параллельна преломляющей грани и перпендикулярна к плоскости падения (точка  $O$ ). Сечение волновой поверхности необыкновенной волны плоскостью чертежа имеет вид окружности, радиус которой равен малой полуоси эллипса  $b$  (она меньше радиуса сферической волновой поверхности обыкновенной волны в случае положительного кристалла). Из построения следует, что для необыкновенного луча закон преломления имеет вид:

$$\frac{\sin i}{\sin r_e} = \frac{BD}{b} = \frac{C}{v_e} = n_e. \quad (2.130)$$

Таким образом, в данном частном случае необыкновенный луч подчиняется одному закону преломления, что позволяет ввести для него показатель преломления  $n_e$  ( $n_e > n_o$  для положительных кристаллов).

На рисунке 2.30 представлен случай, когда оптическая ось ( $OO'$ ) параллельна преломляющей грани кристалла и плоскости падения света. Теперь сферическая и эллипсоидальная поверхности, строящиеся из точки  $A$ , соприкасаются на преломляющей грани (в плоскости падения). Сечение необыкновенной волновой поверхности плоскостью чертежа имеет вид эллипса, большая полуось которого совпадает с радиусом сферы  $R$  (для обыкновенного луча), а малая полуось  $b$  меньше  $R$  (для положительного кристалла). Из геометрических соображений следует, что точки касания  $F$  и  $E$  лежат на одной прямой  $FED \parallel CA$ . Тогда можно написать:

$$\operatorname{tg} r_0 = \frac{AD}{DF}, \quad \operatorname{tg} r_e = \frac{AD}{DE}. \quad (2.131)$$

откуда

$$\frac{\operatorname{tg} r_0}{\operatorname{tg} r_e} = \frac{DE}{DF} = \frac{b}{R}. \quad (2.132)$$

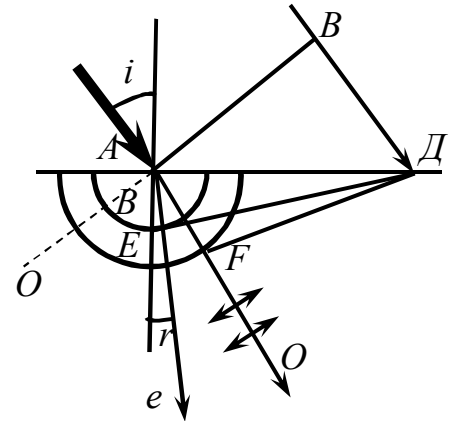


Рисунок 2.29

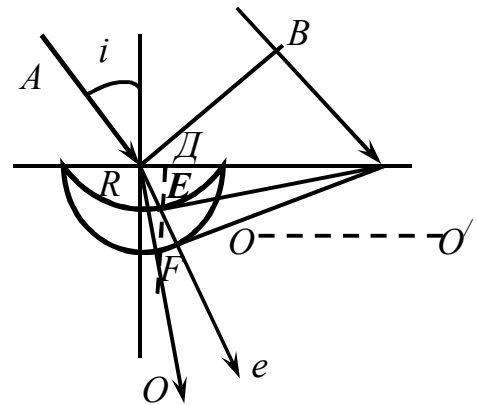


Рисунок 2.30

поскольку  $\frac{b}{R} = \frac{v_e}{v_0}$ , то

$$\frac{\operatorname{tg} r_0}{\operatorname{tg} r_e} = \frac{v_e}{v_0}. \quad (2.133)$$

Далее, отношение скоростей обратно пропорционально отношению показателей преломления.

$$\frac{v_e}{v_0} = \frac{n_0}{n_e}. \quad (2.134)$$

Поэтому окончательно получим:

$$\frac{\operatorname{tg} r_0}{\operatorname{tg} r_e} = \frac{n_0}{n_e}. \quad (2.135)$$

Эта формула была подтверждена многочисленными экспериментами данными, что указывает на справедливость гипотезы Гюйгенса об эллипсоидальной форме волновых поверхностей для необыкновенных лучей.

Если в рассматриваемом случае луч падает на преломляющую грань кристалла, то необыкновенный и обыкновенный лучи идут в кристалле без преломления в одном и том же направлении, однако с различными скоростями. В случае положительного кристалла  $v_e < v_0$ , и фронт необыкновенной волны будет отставать от фронта обыкновенной волны (в «отрицательном» кристалле ситуация будет противоположной). После прохождения кристалла между этими лучами возникает разность хода, и ввиду их очевидной когерентности они дают интерференционную картину. Характер картины интерференции поляризованных лучей будет рассмотрен ниже.

Все это рассмотрение относится к одноосному кристаллу. В двухосных кристаллах оба луча не являются обыкновенными, и для них не выполняется обычный закон преломления. Свойства этих кристаллов подробно описаны в специальной литературе.

Таким образом, простое построение на основе принципа Гюйгенса позволяет объяснить основные закономерности явления двойного преломления и получить некоторые количественные соотношения. Однако, разумеется, такое рассмотрение не является ни исчерпывающим, ни точным. Строгое описание указанного явления и вообще оптических свойств анизотропных кристаллов дается электромагнитной теорией на основе уравнений Максвелла.

Явление двойного лучепреломления может быть создано в веществе искусственным путем, т. е. при внешнем воздействии на образец. Это означает, что первоначально изотропное вещество может быть сделано анизотропным путем «перестройки» составляющих его частиц с помощью механического, электрического или магнитного воздействия. Явление «искусственной анизотропии» нашло применение в технике и научных исследованиях.

Одним из способов создания искусственной анизотропии является сжатие кристалла внешней нагрузкой вдоль некоторого направления. Помещая кристалл между поляризатором и анализатором и создавая сжатие в направлении, перпендикулярном оси системы, легко обнаружить, что первоначально изотропный кристалл становится анизотропным с оптической



осью, ориентированный вдоль направления сжатия, т. е. разность показателей преломления  $n_e$  и  $n_0$  для лучей, колебания в которых направлены вдоль этой оси и перпендикулярно к ней, максимальна. Эта разность пропорциональна созданному механическому напряжению, т. е. внешней силе ( $F$ ), описанной в единице площади грани кристалла ( $S$ ):

$$n_0 - n_e = kP = k \frac{F}{S}, \quad (2.136)$$

где  $k$  – постоянная для данного материала. Проходя кристалл толщиной  $l$ , обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают разность хода

$$\delta = (n_0 - n_e)l = kPl. \quad (2.137)$$

При этом величина  $k$  для различных кристаллов может быть положительной или отрицательной, а также обнаруживает «дисперсию», т. е. зависимость от длины световой волны. При наблюдении в белом свете в поле зрения наблюдается окрашенная интерференционная картина, по характеру которой можно получить весьма наглядное представление о распределении напряжений в исследуемом кристалле. Такой метод исследований называется «оптической тензометрией» и широко применяется при контроле прозрачных стеклянных полных и прессованных изделий. Для исследования напряжений в непрозрачных (металлических) изделиях изготавливают прозрачную (например, из целлулоида) модель уменьшенных размеров и создают в ней механическое напряженное состояние, подобное состоянию реального объекта. При этом получается важная для конструктора информация, используемая в дальнейшем для проектирования новых, более совершенных изделий (см. также п. 2.7).

Возникновение двойного лучепреломления при помещении вещества в электрическое поле называется «эффектом Керра». Это явление может наблюдаться в газах, жидкостях и твердых телах, причем наиболее подробно оно изучено для жидкостей (особенно на нитробензопале). Причина этого заключается в том, что в кристаллах эффект Керра может «максимизироваться» анизотропией, возникающей в результате деформации кристалла в электрическом поле (это явление называется «электростроstriкцией» и было описано в т. 2). Именно эффект Керра в жидкостях нашел наибольшее практическое применение в силу специфических особенностей этого явления.

Эффект Керра обнаруживается «стандартным» способом – путем помещения в кюветы с жидкостью между поляризатором и анализатором и создания в ней электрического поля с вектором напряженности  $\vec{E}$ , ориентированный перпендикулярно оси системы. При этом жидкость становится подобной одноосному двоякопреломляющему кристаллу с оптической осью, направленной вдоль вектора  $\vec{E}$ . Разность показателей преломления  $n_0 - n_e$  оказывается пропорциональной квадрату напряженности поля:

$$n_0 - n_e = kE^2, \quad (2.138)$$

где  $k$  – постоянная для данного материала. При прохождении кюветы с жидкостью длиной  $l$  обыкновенный и необыкновенный лучи приобретают разность хода  $\delta = l(n_e - n_0)$  и разность фаз

$$\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi B e E^2, \quad (2.139)$$

где величина

$$B = \frac{k}{\lambda} \quad (2.140)$$

называется «постоянной Керра». Величина  $\varphi$  не зависит от направления вектора  $\vec{E}$ , обычно  $n_e > n_0$ ,  $B > 0$ , т. е. жидкость подобна «положительному» двулучепреломляющему кристаллу. Для некоторых жидкостей (этиловый эфир, некоторые масла и спирты)  $B < 0$  («отрицательный кристалл»). Максимальной постоянной Керра обладает нитробензол; например, при напряженности поля  $E = 15000$  В/см и длине пути лучей в жидкости 5 см разность фаз лучей  $\varphi$  достигает  $\frac{\pi}{2}$  (такое устройство действует как «пластинка в четверть волны», см. выше). Разумеется, в эксперименте можно обнаруживать и значительно меньшие разности фаз, поэтому нитробензол обычно используется для заполнения кювет, в которых создаются большие напряженности поля (такое устройство называется «ячейкой Керра», см. ниже). Для других жидкостей и особенно для газов постоянная Керра значительно меньше, что создает затруднения при экспериментальном исследовании и практическом использовании данного эффекта. Постоянная Керра также обнаруживает дисперсию (зависимость от длины волны) и обычно резко уменьшается при повышении температуры жидкости. Для определения показателей преломления лучей  $n_0$  и  $n_e$  в отдельности используют измерения  $n_e - n_0$  и величины  $n$ , т. е. показателя преломления веществ в отсутствии электрического поля. Для большинства веществ между этими тремя величинами существует соотношение:

$$\frac{n_e - n}{n_0 - n} = -2. \quad (2.141)$$

Полная теория эффекта Керра является весьма сложной и изложена в специальной литературе. С качественной стороны, явление объясняется возникновением анизотропии молекул вещества в электрическом поле в результате их поляризации (см. т. 2). Если молекула (атом) не обладает собственным электрическим моментом, то в электрическом поле имеет место «дифракционная поляризуемость», в результате чего возникает преимущественное направление «наибольшей поляризации» молекул, совпадающее с направлением вектора  $\vec{E}$ . При этом вещество становится оптически анизотропным. При прохождении света через такую среду наибольший показатель преломления будет иметь место для лучей, в которых электрический вектор колеблется вдоль направления наибольшей поляризуемости; эти лучи будут «необыкновенными» ( $n_e$ ). В перпендикулярном направлении показатель преломления ( $n_0$ ) — наименьший, и лучи с такой ориентацией вектора  $\vec{E}$  будут «обыкновенными». Таким образом, среда становится двоякопреломляющей и подобной положительному одноосному кристаллу ( $n_e > n_0$ ). Для объяснения существования жидкостей с  $n_e < n_0$  следует

учесть, что некоторые молекулы имеют собственный (постоянный) электрический момент и в отсутствие электрического поля (т. е. является «электрическими диполями», см. т. II). Направление этого момента может не совпадать с направлением наибольшей поляризуемости. Во внешнем поле молекула ориентируется так, что направление постоянного момента устанавливается вдоль поля, при этом направление наибольшей поляризуемости может быть направлено под значительным углом к полю. Если этот угол равен 0, то получается «положительный кристалл» с  $B > 0$ , а если он равен  $\frac{\pi}{2}$  – «отрицательный кристалл» с  $B < 0$ . При промежуточном значении этого угла может оказаться, что  $B = 0$ , т. е. жидкость не обнаруживает эффект Керра. Детальная количественная теория дает также объяснения соотношений (2.138) и (2.141).

Наиболее существенной в практическом отношении особенностью эффекта Керра является его чрезвычайно малая инерционность: «время запаздывания», т. е. время установления или исчезновения оптической анизотропии после включения или выключения внешнего поля, составляет порядка  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  с (эта величина характеризует время установления молекулярной ориентации в среде, согласно изложенному выше). На этом основано использование «ячейки Керра» в качестве быстродействующего «оптического затвора» в различных областях техники и научных исследований (см. ниже, п. 2.7).

Аналогичное явление возникновения оптической анизотропии среды наблюдается и под действием магнитного поля («эффект Коттон – Мутона»). В сильном магнитном поле молекулы, обладающие собственным магнитным моментом (в парамагнитном веществе), ориентируются определенным образом относительно вектора напряженности поля  $\vec{H}$ , что создает анизотропию среды, которая становится «одноосным кристаллом». Разность показателей преломления для обыкновенного луча пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля:

$$n_e - n_o = DH^2. \quad (2.142)$$

Величина  $D$  обычно очень мала, так что для создания эффекта необходимо очень сильные магнитные поля ( $H \approx 10^6$  А/м), поэтому данное явление не получило широкого практического применения.

Двойное лучепреломление в жидкостях (в частности, в растворах) может возникать также при их течении под действием гидродинамических сил. Такое явление – «эффект Максвелла» – обусловлено ориентацией несимметричных молекул или коллоидных частиц в потоке. Направление преимущественной ориентации частиц относительно вектора скорости потока зависит от градиента скорости течения и формы частиц. Жидкость с ориентированными анизотропными частицами подобна дволучепреломляющему кристаллу, и величина анизотропии ( $n_o - n_e$ ) может быть определена обычными методами, например, с помощью компенсаторов (см. ниже). Исследования показали, что во многих случаях эта величина пропорциональна градиенту скорости течения

и коэффициенту вязкости раствора. Наиболее подробно данный эффект изучен для коллоидных растворов и растворов полимеров, в частности, биомакромолекул (белков, нуклеопротеидов). Эти исследования дали ценную информацию о размерах и форме ряда биологических микрообъектов; например, длина частиц гаммаглобулина оказалась равной 230 Å, сывороточного альбумина – 190 Å. Были исследованы процессы агрегации и дезагрегации белков при их денатурации и изменении  $pH$  среды, установлено влияние наличия малых примесей на форму молекул (например, изменение длины молекул актомиозина под действием АТФ) и т. д.

Во многих веществах, в том числе и не обнаруживающих двойного лучепреломления, наблюдается специфический эффект – поворот плоскости поляризации плоскополяризованного света после прохождения слоя вещества толщиной  $d$  на определенный угол  $\alpha$ , пропорциональны  $d$ :

$$\alpha = d\chi, \quad (2.143)$$

( $\chi$  – «постоянная вращения»). Такие вещества называются «оптически активными». Вращение плоскости поляризации наблюдается как в кристаллических (например, кварц), так и аморфных веществах (например, раствор сахара). Поскольку кварц является одноосным двулучепреломляющим кристаллом, то для наблюдения указанного эффекта кристалл располагают между поляризатором и анализатором таким образом, что луч проходит вдоль оптической оси; при этом двулучепреломления не происходит. Если расположить поляризатор и анализатор так, чтобы их оптические оси были взаимно перпендикулярны («скрещенное» положение), то в отсутствие кристалла поле зрения будет темным. При помещении кристалла указанным образом поле зрения просветляется и может быть снова затемнено поворотом анализатора. Это поясняется с помощью рисунка 2.31. После прохождения

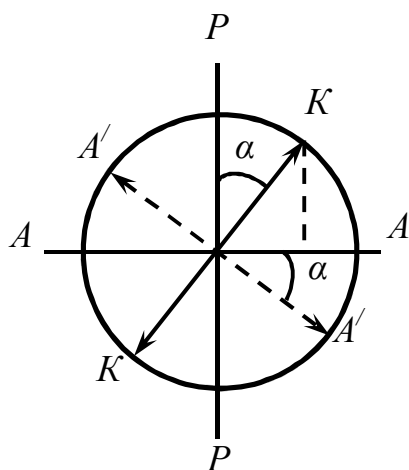


Рисунок 2.31

поляризатора направление колебаний в луче совпадает с  $PP$ . После прохождения «оптически активного» кристалла кварца плоскость поляризации луча поворачивается на угол  $\alpha$ , и направление колебаний становится  $KK$ . Теперь, очевидно, анализатор будет частично пропускать свет в соответствии с величиной проекции амплитуды световых колебаний на направление  $AA$ . Для затемнения поля зрения анализатор необходимо повернуть в положение  $A'A' \perp KK$ , т. е. также на угол  $\alpha$ . Тем самым можно измерить угол вращения плоскости поляризации в оптическом активном веществе, а затем определить для него удельное вращение  $\chi$ . Величина  $\chi$  обнаруживает сильную

дисперсию, т. е. существенную зависимость от длины волны; пластинка кварца толщиной 1 мм поворачивает плоскость поляризации для красных лучей на  $15^\circ$ , а для фиолетовых лучей – на  $51^\circ$ , т. е.  $\chi$  резко возрастает с уменьшением  $\lambda$ .

Такой ход зависимости дисперсионной кривой  $\chi(\lambda)$  является «нормальной»; при наличии «кругового дихроизма» наблюдается обратный, «аномальный», ход  $\chi(\lambda)$  – см. ниже. Исследование явления вращения плоскости поляризации в кристаллах показывает, что они могут существовать в двух модификациях; например, существует «правовращающий» и «левовращающий» кварц. В кристаллах первого типа вращение происходит по часовой стрелке, в кристаллах второго типа – против часовой стрелки, если смотреть навстречу световому лучу. Величины  $\chi_+$  и  $\chi_-$  для обоих типов кристаллов одинаковы.

К числу аморфных сред, обладающих оптической активностью, относятся некоторые чистые жидкости, например, скипидар, и различные растворы, например, сахара, солей виннокаменной кислоты, белковых веществ и т. д. При этом также было обнаружено существование правовращающих («правых») и левовращающих («левых») модификаций; по-видимому, эта особенность свойственна всем оптически активным веществам, хотя обе модификации не всегда удается обнаружить экспериментально. Для растворов соотношение (2.143) должно быть изменено и записано в виде:

$$\alpha = \chi c d, \quad (2.144)$$

где  $c$  – концентрация раствора, «постоянная вращения» (или «вращательная способность») зависит от природы растворенного оптически активного вещества, длины волны и температуры, а также и от природы растворителя. Экспериментально установлено, что все вещества, оптически активные в расплавленном или растворенном, т. е. аморфном, состоянии, являются таковыми и в кристаллическом состоянии; при этом величина эффекта может быть существенно неодинаковой в этих различных состояниях, что свидетельствует о влиянии межмолекулярных взаимодействий на проявлении оптической активности.

Для раствора сахара величина поворота плоскости поляризации обычно характеризуется «удельным вращением», т. е. величиной  $\alpha$ , соответствующей  $v = 1$  дм и  $c = 1$  г/см<sup>3</sup>. Для желтой линии натрия (589,3 нм) величина удельного вращения раствора тростникового сахара составляет 66,5°/дм·г/см<sup>3</sup>. Измеряя угол вращения  $\alpha$ , можно сравнительно просто определять концентрацию сахара в растворе. Для этой цели существуют весьма совершенные приборы – «сахариметры» (или «поляриметры»), широко используемые в пищевой промышленности. Они будут описаны несколько подробнее в п. 2.7.

Полная теория явления вращения плоскости поляризации является сложной и излагается в специальной литературе. Наглядное представление о природе явления дает так называемая «гипотеза Френеля», согласно которой лучи, поляризованные по кругу в противоположных направлениях, имеют различные показатели преломления. Для «правой» поляризации показатель преломления равен  $n_d$ , для «левой» поляризации –  $n_g$ , причем для «правовращающих» оптически активных веществ ( $D$ )  $n_d < n_g$ , для «левовращающих» ( $G$ )  $n_d > n_g$  (смысл этих терминов был указан выше). Явление оптической активности можно объяснить на основе этой гипотезы следующим образом. Всякий плоскополяризованный свет ( $AA$ ) можно

представить как совокупность двух циркулярополяризованных лучей с «правой» (1) и «левой» (2) поляризацией (рис. 2.32, а) (луч идет перпендикулярно плоскости чертежа). Если  $n_d < n_g$  (вещество класса  $D$ ), то  $v_d > v_g$ , и «левая» волна (2) идет в веществе с меньшей скоростью, в результате чего возникает ее отставание по фазе по отношению к «правой» волне (рис. 2.32, б). Поэтому в некоторой точке среды электрический вектор в волне 1 окажется повернутым на большой угол относительно  $AA$ , чем в волне 2, т. е.  $\varphi_d > \varphi_g$ . Сложение этих циркулярополяризованных волн дает плоскополяризованный свет с направлением колебаний  $BB$ , повернутым относительно  $AA$  на некоторый угол  $\alpha$ . При этом из соображений симметрии следует, что  $\varphi_d - \alpha = \varphi_g - \alpha$ , т. е.  $\alpha = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2}$ . После прохождения слоя вещества толщиной  $d$  угол  $\varphi_d$  и  $\varphi_g$  будут равны, соответственно,

$$\varphi_d = \omega \left( t - \frac{d}{v_d} \right), \varphi_g = \omega \left( t - \frac{d}{v_g} \right) \quad \left( \omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \right), \quad (2.145)$$

( $\lambda_0$  – длина световой волны в вакууме). Отсюда для угла вращения  $\alpha$  находим:

$$\alpha = \frac{\varphi_d - \varphi_g}{2} = \frac{\omega l}{2c} (n_g - n_d) = \frac{\pi l}{\lambda_0} (n_g - n_d), \quad (2.146)$$

Формула (2.146)

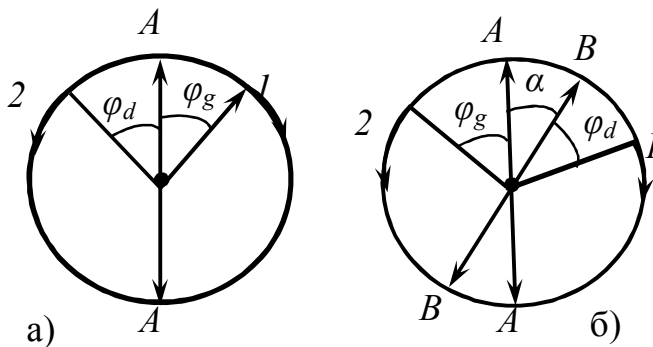


Рисунок 2.32

показывает, что даже весьма малые различия между  $n_d$  и  $n_g$  приводят к появлению заметной оптической активности. Например, при  $n_g - n_d = 10^{-6}$ ,  $l = 25$  см и  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  см имеем:  $\alpha \approx 90^\circ$ ; разумеется, в эксперименте можно обнаружить и измерить значительно меньшие углы. Поэтому оптическая активность

является весьма «тонким» эффектом, чрезвычайно чувствительным к особенностям молекулярного строения вещества, и широко используется в научных исследованиях, в особенности в химических и биохимических, где дают ценную информацию о структуре биологических макромолекул – белков, нуклеиновых кислот и т. д.

Помимо описанной выше «естественной» оптической активности, существуют такие явления магнитного вращения плоскости поляризации, как возникновение оптической активности вещества при его помещении в сильное магнитное поле («эффект Фарадея»). При этом угол поворота плоскости поляризации  $\alpha$  оказывается пропорциональным напряженности магнитного поля  $H$ :

$$\alpha = VdH, \quad (2.147)$$

где  $V$  – так называемая «постоянная Верде». Обычно эта величина очень мала; наиболее благоприятными для изучения эффекта веществами являются тонкие прозрачные пленки ферромагнитных металлов ( $Fe$ ,  $Co$ ,  $Ni$ ). Например, в слое  $Fe$  толщиной 0,01 мкм при  $H = 8 \cdot 10^5$  А/м наблюдалось вращение примерно на  $2^\circ$ . Знак вращения при этом определяют с точки зрения наблюдателя, смотрящего вдоль направления вектора  $\vec{H}$ ; большинство веществ обнаруживает вращение вправо (т. е. в ту же сторону, в которую навиты ветки обмотки электромагнита) – «положительные» вещества. «Отрицательные» вещества с противоположным направлением вращения сравнительно немногочисленны; они обычно обнаруживают парамагнитные свойства, как и большинство парамагнетиков. Таким образом, направление вращения для заданного вещества определяется только направлением магнитного поля и не зависит от направления распространения света (в отличие от «естественного вращения», направление которого для наблюдателя, смотрящего вдоль или навстречу лучу, неодинаково). Это позволяет усилить эффект, т. е. увеличить угол  $\alpha$ , за счет многократного прохождения светового луча между полюсами магнита, так что величина  $d$  может быть увеличена во много раз. Тем не менее все же, в общем, эффект остается слабым и не получил широкого применения. Природа эффекта будет выяснена в связи с обсуждением так называемого «эффекта Зеемана» в гл. 5.

Все оптически активные вещества, поворачивающие плоскость поляризации, характеризуются «вращательной дисперсией» – зависимость угла поворота  $\alpha$  от длины волны  $\lambda$  поляризованного света. Вращательная дисперсия проявляется главным образом вблизи собственных полос поглощения вещества и менее выражена вдали от этих спектральных областей. Кривая вращательной дисперсии, т. е. зависимость  $\alpha(\lambda)$ , обладает значительным сходством с кривой «обычной» оптической дисперсии (см. гл. 3): наблюдается область «аномальной» дисперсии, в которой  $\alpha$  возрастает с длиной волны, и области «нормальной» дисперсии с обратным ходом зависимости  $\alpha(\lambda)$ . В области аномальной дисперсии наблюдается заметный «круговой дихроизм» – различие коэффициентов поглощения для циркулярно поляризованного света с противоположными направлениями вращения вектора  $\vec{E}$ . Каждая полоса поглощения вносит определенный вклад в явление вращательной дисперсии, причем для естественной оптической активности и магнитного вращения плоскости поляризации (эффекта Фарадея) этот вклад оказывается различным. Вдали от полос поглощения, т. е. в областях «нормальной» вращательной дисперсии, зависимость  $\alpha(\lambda)$  приближенно описывается эмпирическим законом Био:

$$\alpha = \frac{\theta}{\lambda^2}, \quad (2.148)$$

где  $\theta$  – постоянная. Этот закон находит объяснение в «классической» электронной теории, которая приводит к выражению, содержащему также члены, пропорциональные  $\lambda^{-4}$ , ...,  $\lambda^2$ ,  $\lambda^4$ , ... и отражающие след электронных и колебательных переходов в оптически активной молекуле. Приближенную

пропорциональность величина  $\lambda^{-2}$  обнаруживает также постоянная Верде, определяющая величину магнитного вращения плоскости поляризации.

Изучение вращательной дисперсии дает целую информацию о структуре сложных оптически активных молекул. В упомянутой выше классической теории молекула представляется как совокупность элементарных «осцилляторов», находящихся на некотором расстоянии друг от друга и связанных молекулярными силами. При этом характер вращательной дисперсии оказывается существенно зависящим от расстояния между осцилляторами и их ориентации. Некоторые вещества обнаруживают оптическую активность только в кристаллическом состоянии, обусловленную относительным расположением молекул в узлах кристаллической решетки. В этих случаях изменение оптической активности и вращательной дисперсии дает информацию о кристаллической структуре и характера межмолекулярного взаимодействия. За последнее время изучение явления вращательной дисперсии стало одним из важных оптических методов биофизических и биохимических исследований.

Рассмотрим некоторые типичные поляризационные приборы, распространенные в практике, действие которых основано на выше рассмотренных оптических явлениях поляризации света.

## 2.7 Поляризационные приборы

На явлениях двойного лучепреломления и вращения плоскости поляризации основано действие разнообразных приборов и приспособлений, предназначенных для создания, исследования и применения поляризованного света. Для ряда кристаллов различие показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей является довольно значительным. Например, для исландского шпата  $n_o = 1,658$ , а  $n_e$  принимает значение от 1,486 до 1,658; такой кристалл с  $n_e \leq n_o$  называется «отрицательным». Кристаллы  $n_e \geq n_o$  (например, кварц) называют «положительными». Кристаллы с большим различием  $n_e$  и  $n_o$  используются при изготовлении поляризационных приборов, служащих для пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей – «поляризационных призм». В практике оптических исследований используется значительное количество типов подобных призм.

Большое распространение в лабораторной практике получила так называемая призма Николя (или просто «николь»). Ее действие, как и ряд других подобных приборов, основано на явлении полного внутреннего отражения одного из поляризованных лучей на границе раздела составной призмы. Николь вырезается из природного кристалла исландского шпата ( $\text{CaCO}_3$ ) так, как показано на рисунке 2.33. Оптическая ось составляет угол  $48^\circ$  с входной гранью призмы. Призма разрезается по линии  $AA'$  и склеивается специальным клеем – «канадским бальзамом», показатель преломления которого ( $n_k = 1,55$ ) является промежуточным между величинами  $n_e$  и  $n_o$  для обыкновенного и необыкновенного лучей в призме. Отношение ребер



$\frac{AC'}{AC} = 3,65$ . При правильно выбранном луче падения света на входную грань призмы, угол падения обыкновенного луча на границу раздела  $AA'$  оказывается больше предельного угла, так как  $n_o > n_k$ ; поэтому этот луч отражается от  $AA'$  и затем поглощается зачерненной нижней гранью призмы или же выводится из кристалла во избежание его нагрева с помощью

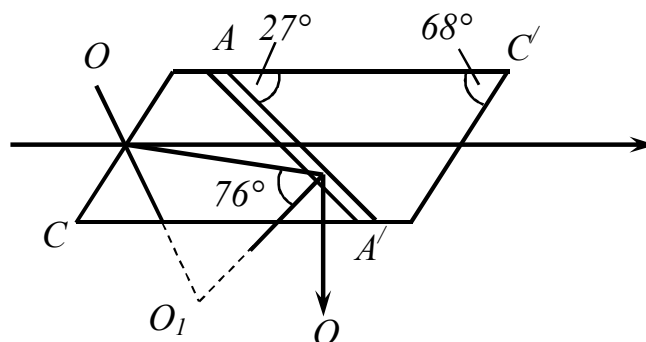


Рисунок 2.33

дополнительной призмочки, приклеенной к нижней грани (пунктир на рисунке 2.33). Необыкновенный луч, для которого  $n_e < n_k$ , проходит через границу раздела  $AA'$  и выходит из призмы параллельно  $A'C$ . Наибольшее отклонение падающих лучей от параллельности, при котором еще обеспечивается полная поляризация выходящего луча, называется «апертурным углом» поляризатора и для николя составляет  $29^\circ$ . Разновидностью николя является «укороченная» призма Фуко с воздушной прослойкой (отношение ребер ( $\frac{AC'}{AC} = 0,9$ ) (рис. 2.34). Она также изготавливается из исландского шпата. При соответствующем угле падения света на призму обыкновенный луч полностью отражается от воздушной прослойки, а необыкновенный луч проходит призму. Апертура призмы Фуко значительно меньше ( $8^\circ$ ), но она имеет меньшие габариты и стоимость, а кроме того, пригодна и для работы в ультрафиолете ввиду отсутствия поглощающего слоя клея.

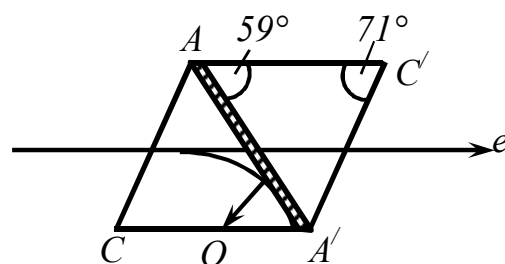


Рисунок 2.34

Призма Николя (как и призма Фуко) обладает тем недостатком, что в ней имеет место некоторое смещение выходящего (необыкновенного) луча (рис. 2.33), так что при вращении призмы вокруг оси возникает кругообразное перемещение поляризованного луча. Этот недостаток устраняется путем применения прямоугольных призм, например, призмы Франка – Риттера, схема которой показана на рисунке 2.35. Призма склеивается канадским бальзамом по диагонали с  $n_d = 1,550$  и предназначена для работы в видимой области спектра. Для работы в ультрафиолетовой области используется модификация этой призмы – «призма Осипова – Кинга», изготавливаемая из  $CaCO_3$  с прослойкой из плавленного кварца

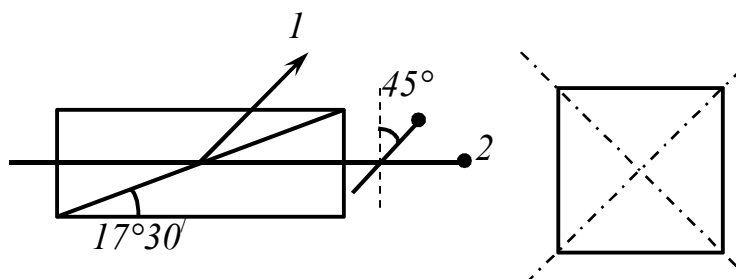


Рисунок 2.35

между составляющими призмами (ориентация оптической оси в ней такая же, как в призме Франка – Риттера). Применяются также поляризаторы, представляющие собой пластинку из шпата, вклеенную между двумя призмами из стекла, показатель преломления которого приблизительно равен большому из показателей преломления кристалла

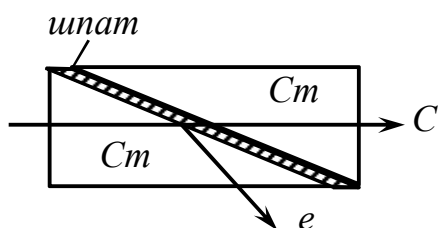


Рисунок 2.36

(рис. 2.36). На пластинке из шпата обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение, и проходит только необыкновенный луч. Для уменьшения габаритов призмы при сохранении большого апертурного угла применяются сложные поляризационные призмы, например, призма Аренса, состоящая из трех трехгранных призм

(она представляет собой по существу двойную призму Глазбруна, см. ниже).

В двухлучевых призмах, наиболее распространенной из которых является призма Воластона, обеспечивается лишь пространственное разделение лучей, а не поглощение одного из них. Например, в призмах Ромоне и Сепармоне (рис. 2.37, а, б) один из выходящих лучей не изменяет своего направления, а второй выходит под углом  $\theta = (n_0 - n_e) \operatorname{tg} \beta$ , к этому же типу относится

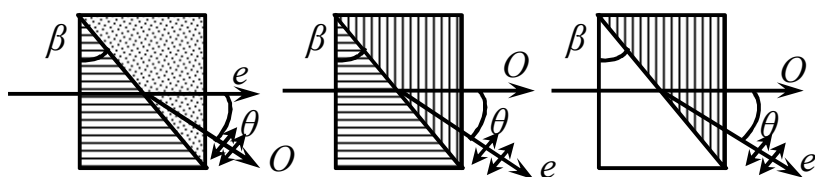


Рисунок 2.37

призма из двух составных частей – призмы из стекла и из исландского шпата (рис. 2.37, е). Применяются и другие модификации таких призм.

В практике научных исследований при решении специальных задач используются множество других разновидностей призм, каждая из которых обладает какой-либо специфической особенностью, полезной при решении конкретной задачи исследования. Рассмотрим только некоторые наиболее распространенные типы этих специальных призм.

Призма Воластона обеспечивает значительное представление

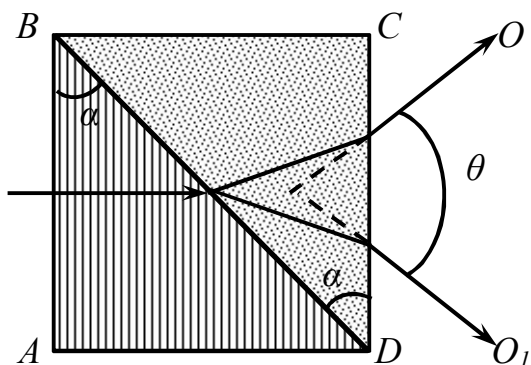


Рисунок 2.38

разделения двух плоскополяризованных лучей. Она состоит из двух прямоугольных призм, вырезанных из двулучепреломляющего кристалла (исландского кристалла или шпата), таким образом, что оптическая ось в призме ABD (рис. 2.38) параллельна ребру, AB, а в призме BCD – параллельна ребру AD, т. е. перпендикулярна плоскости чертежа. Луч, падающий нормально на грань AB, разделяется на обыкновенный и необыкновенный лучи, идущие в одном

направлении (с различными скоростями). В призме  $BCD$  обыкновенный луч становится необыкновенным, и наоборот, поэтому на границе раздела  $BD$  эти лучи преломляются под разными углами и разделяются в пространстве. При выходе из грани  $CD$  разделение лучей увеличивается; угол  $\theta$  между выходящими из призмы Волластона лучами определяется соотношением:

$$\theta = 2(n_o - n_e) \tan \alpha, \quad (2.149)$$

где  $\alpha$  – преломляющий угол составляющих призм (около  $10^\circ$ ). Призмы  $BCD$  и  $ABD$  склеиваются по диагонали  $BD$  канадским бальзамом, если призма Волластона предназначена для работы в видимой области спектра, и глицерином или касторовым маслом – для работы в ультрафиолетовой области. Призма Волластона применяется в фотометрах и спектрофотометрах, предназначенных для проведения измерений в поляризованном свете.

Призма Глазбрука (рис. 2.39) состоит из двух одинаковых прямоугольных призм из исландского шпата, склеенных по гипотенузе  $AB$  и вырезанных из кристалла таким образом, что оптическая ось ориентирована параллельно ребру преломляющего угла  $\alpha$ . На границе  $AB$  обыкновенный луч претерпевает полное внутреннее отражение и удаляется из призмы; необыкновенный луч проходит призму без изменения направления.

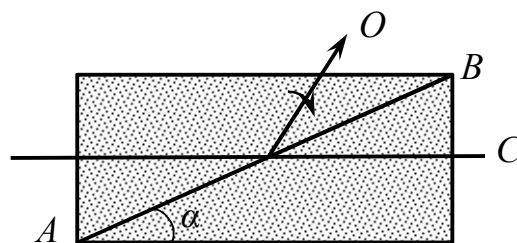


Рисунок 2.39

Преломляющий угол  $\alpha$  зависит главным образом от материала клея; при использовании канадского бальзама величина  $\alpha$  обычно составляет  $2^\circ 6'$  или  $19^\circ 36'$ , а при применении льняного масла  $\alpha = 14^\circ$  или  $25^\circ$ . В призме Глазбрука, предназначенной для работы в ультрафиолетовой области, в качестве склеивающего материала используется глицерин. Достоинством этой призмы по сравнению с призмой Николя является перпендикулярность входной и выходной граней боковым ребрам.

В отличие от этой призмы, в поляризационной призме Глана составляющие ее прямоугольные призмы из исландского шпата разделены тонкой воздушной прослойкой (рис. 2.40).

Поскольку показатель преломления воздуха существенно отличается для материалов, используемых для склеивания призм (например, призмы Глазбрука), то угол  $\alpha$  существенно больше ( $50^\circ 15'$ ), чем в описанной выше призме. Поэтому при одной и той же площади входной грани толщина призмы Глана значительно меньше, чем в призме Глазбрука, что обуславливает существенную экономию двоякопреломляющего материала в призме Глана. Поскольку в этой призме нет

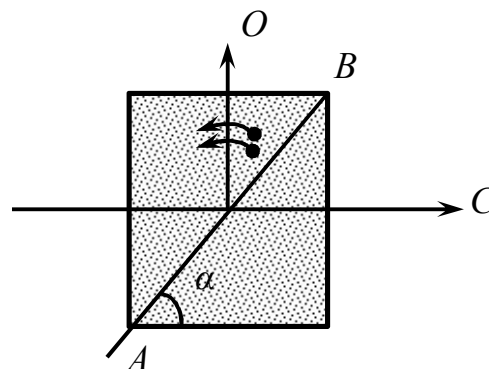


Рисунок 2.40

клея, поглощающего ультрафиолетовое излучение, то применяется она преимущественно для исследований в этой области спектра.

Помимо описанных выше призм, для получения и анализа поляризованного света используются так называемые «поляроиды». Поляроид представляет собой тонкую пленку герапатита (серноокислый йод – хинин) – кристалла, обладающего очень сильным «дихроизмом», т. е. различием коэффициентов поглощения. «Чешуйка» герапатита толщиной 0,1 мм практически полностью поглощает один из поляризованных лучей и, следовательно, обеспечивает полную поляризацию естественного света. Для получения поляроида с большой площадью поверхности его изготавливают в виде целлулоидного листа, на который с помощью специальной технологии наносится большое число определенным образом ориентированных мелких кристалликов герапатита (или других дихроичных материалов, см. ниже). Такие поляроиды используются, например, для защиты глаз шофера от слепящего действия фар встречных машин. Для этой цели в ветровом стекле и обеих фарах устанавливают поляроиды таким образом, чтобы главная плоскость их составляла угол  $45^\circ$  с горизонтом. Свет собственных фар, отраженных от дороги, воспринимается шофером, в то время как для света от встречного автомобиля поляроиды являются «скрещенными» и пропускают весьма незначительную долю светового пучка. «Поляроидные очки» применяются в музеях и картинных галереях для устранения «бликов», мешающих рассматривать картины, и т. д. Недостаток поляроидов заключается в селективности их действия, т. е. зависимость коэффициента поглощения от длины волн, в результате чего свет на фиолетовом и красном концах спектра оказывается поляризованным лишь частично. Однако во многих случаях большая апертура (до  $180^\circ$ ) и площадь поверхности поляроидов «перевешивают» этот недостаток. Аналогичными особенностями обладают и другие поляризационные приспособления, основанные на явлении дихроизма, например, кристаллические пластинки из минерала весьма сложного состава – турмалина. В пластинке турмалина толщиной около 1 мм обыкновенный луч поглощается практически полностью. Однако для определенных длин волн необыкновенный луч также заметно поглощается, что приводит к появлению окраски поляризованного луча. И в этом случае достоинством поляризационной пластинки является большой апертурный угол, что может оказаться более существенным преимуществом. Заметим еще, что при отсутствии необходимости в полной поляризации света можно использовать и простейшее поляризационное приспособление – «стопу Столетова», уже описанную в п. 2.6.

Целый ряд приборов и устройств используется для анализа поляризованного света (например, с эллиптической или циркулярной поляризацией). Простейшими приспособлениями являются, например, упоминавшиеся выше «пластинки в четверть волны». В ряде случаев для анализа поляризованного света используются так называемые «компенсаторы», служащие для доведения до  $\pi$  или компенсации до нуля любой разности фаз

между поляризованными лучами. Компенсатор Бабина состоит из двух клиньев, обычно кварцевых, вырезанных таким образом, что их оптические оси ориентированы под  $\frac{\pi}{2}$  друг к другу (рис. 2.41). Проходя через различные места компенсатора, свет приобретает добавочную разность фаз поляризованных в компоненты в зависимости от разности толщин клиньев  $d_1 - d_2$  в данном месте, равную  $(n_e - n_o)(d_1 - d_2)$ . На линии  $d_1 = d_2$  первоначальная разность хода не изменяется. В определенных местах компенсатора эллиптически поляризованный свет превращается в плоскополяризованный. При наблюдении через анализатор  $A$  эти места выглядят темными при соответствующей ориентации  $A$ ; они расположены на равных расстояниях друг от друга. Зная толщину клиньев и материал, из которого они изготовлены, можно рассчитать добавочную разность фаз и восстановить первоначальное состояние поляризации света. Часто клинья компенсатора выполняют подвижными, что позволяет проводить вычисления по величине сдвига клиньев, приводящего к появлению темной полосы в поле зрения окуляра. Используются и другие модификации компенсатора Бабина.

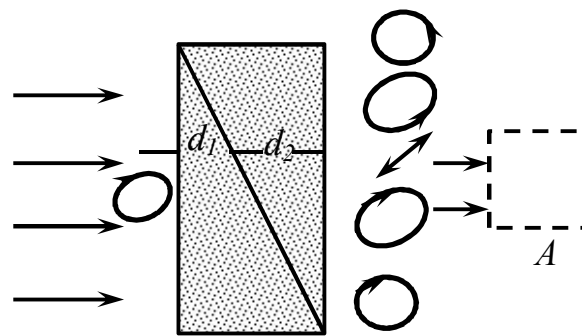


Рисунок 2.41

Для измерения двойного лучепреломления в прозрачных материалах применяется также «компенсатор Берека», устанавливаемый в тубусе поляризационного микроскопа. Основной его частью является круглая пластинка из исландского шпата с диаметром 7,55 мм и толщиной 0,125 мм, ориентированная перпендикулярно оптической оси и заключенная между защитными стеклами. В «нулевом» положении, когда оптическая ось пластинки параллельна оси микроскопа, двойное лучепреломление равно нулю. В поле зрения микроскопа при скрещенных поляризационных призмах микроскопа виден темный крест. При наклонном положении пластинки между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность хода, возрастающая с углом наклона; при этом крест превращается в две темные полосы (гиперболы). Наклон пластинки с помощью специального устройства отсчитывается с точностью до  $0,1^\circ$ . Исследуемый образец с двойным лучепреломлением помещается на столик поляризационного микроскопа. Разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей, создаваемая образцом, компенсируется наклоном пластинки исландского шпата, и определяется разностью хода в нм (с точностью до 0,1 нм) по измеренному углу наклона с помощью специальных таблиц. Компенсатор Берека широко используется при определении и изучении минералов в геологических исследованиях, при определении напряжений в деталях машин и строительных сооружениях оптическим методом, для контроля напряжений в оптическом стекле и поляризационных оптических деталях, и в других аналогичных исследованиях

поляризационным методом. В этих исследованиях используется описанное выше явление возникновения «искусственной анизотропии» веществ под действием механических напряжений, уже рассмотренное выше, в п. 2.6.

На явлении возникновения двойного лучепреломления в жидкостях, например, нитробензоле, основано действие «ячейки Керра», используемой в качестве модулятора светового потока или быстродействующего «оптического затвора». Прибор представляет собой герметичную кювету, обычно цилиндрической формы, заполненную жидкостью с большой постоянной Керра (преимущественно нитробензолом). Кювета содержит стеклянные окна для входящего и выходящего светового потока. Внутри кюветы перпендикулярно к окнам помещаются две изолированные металлические пластины, образующие плоский конденсатор, подсоединенные к внешнему источнику высокого напряжения. Для модулирования светового потока ячейка Керра помещается между двумя поляроидами или поляризационными призмами (рис. 2.42). Световой пучок поляризуется прибором *П* и после прохождения через ячейку

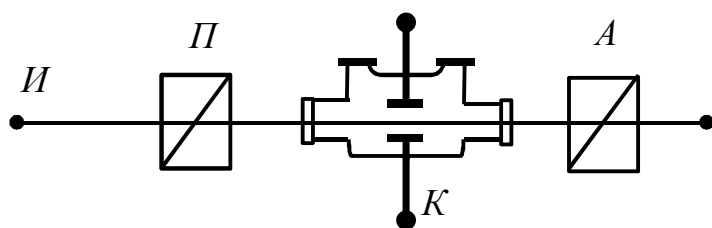


Рисунок 2.42

Керра поступает в анализатор *А* и затем в приемник. Поляроиды устанавливаются в «скрещенное» положение, причем их плоскость поляризации образует угол  $45^\circ$  с направлением электрического поля в ячейке. При отсутствии поля свет через такую систему не проходит. При наложении поля

из ячейки Керра выходит эллиптически поляризованный свет, который частично пропускается анализатором и поступает в приемник. Наряду с постоянным («поляризующим») напряжением на пластины конденсатора падает также переменное («модулирующее») напряжение. В определенном интервале напряжений доля светового потока, проходящего через установку, почти точно пропорциональна напряжению на пластинах. Поскольку эффект Керра обладает очень малой инерционностью, то световой поток оказывается модулированным, воспроизводя форму «модулирующего» напряжения с очень высокой точностью до частот порядка  $10^9$  Гц, что недостижимо при использовании механических затворов. Недостатком керровского модулятора является значительная потеря светового потока – от 55 % до 70 %. Несмотря на это ячейка Керра находит широкое применение в технике и научных исследованиях. Раньше этот прибор использовался преимущественно в системе звукового кино в качестве фотографического затвора при осуществлении съемок с очень малой экспозицией – до  $10^{-8}$  с (при использовании мощных лазерных световых импульсов – до  $10^{-12}$  с). Затем ячейка Керра нашла применение в системе телевидения, хотя в настоящее время она заменена более совершенными устройствами. Однако в связи с развитием лазерной техники (см. гл. 6.) ячейка Керра стала широко использоваться для управления режимом работы оптических квантовых генераторов. Кроме того, она применяется в

скоростной фотографии и при скоростных киносъемках, в оптической телефонии и локации, в геодезических дальномерных устройствах и т. д. В учебном процессе ячейка Керра используется в лекционной демонстрации лабораторной установки для определения скорости света. В некоторых случаях жидкостная ячейка Керра заменяется кристаллической ячейкой, действие которой основано на так называемом «эффекте Поггеля» – изменении двойного лучепреломления кристалла во внешнем электрическом поле. Этот эффект столь же малоинерционный, как и эффект Керра, поэтому «ячейка Поггеля» используется в тех же целях, что и ячейка Керра.

Для определения знака оптической активности кристаллов и жидкостей часто используются так называемые «спирали Эри» – коноскопические интерференционные фигуры, наблюдаемые при скрещенных поляризаторе и анализаторе в свете, проходящем через две наложенные друг на друга пластинки одинаковой толщины, вырезанные из «правого» и «левого» кристалла одного и того же вещества перпендикулярно к оптической оси кристалла. Для одноосных кристаллов спираль Эри имеет вид темной четырехходовой плоской спирали со «светловыми промежутками»; при наблюдении в белом свете светлые промежутки выглядят ограниченными. В зависимости от расположения левого и правого кристаллов спираль Эри может быть «левой» или «правой»; например, если пластинка «левого» кварца находится под пластинкой «правого» кварца, то ветви спирали загнуты влево (при следовании от центра спирали), а при перемене мест пластинок левая спираль превращается в правую. Двухосные оптически активные кристаллы (винная кислота, сахар) в аналогичных условиях дают двухходовые спирали Эри.

Для измерения кривых дисперсии оптической активности веществ, в частности, при различных биофизических исследованиях, применяются специальные приборы – «спектрополяриметры»; их действие основано на принципе модуляции света по колебаниям его плоскости поляризации. Большинство используемых в лабораторной практике спектрополяриметров предназначено для автоматической регистрации дисперсионной кривой. В одной из типичных оптических схем спектрополяриметра колебания плоскости поляризации осуществляются с частотой 50 Гц с помощью вибрационного поляризатора – модулятора, при амплитуде от  $0,5^\circ$  до  $5^\circ$ , в зависимости от оптической плотности исследуемого образца. Модулированный пучок света проходит через трубку с исследуемой жидкостью в анализатор и поступает на катод фотоэлектронного умножителя. Переменная составляющая возникающего фототока питает управляющую обмотку реверсивного двухфазного электродвигателя, вторая обмотка которого соединена параллельно модулятору и питается от сети. Двигатель передает вращение анализатору, которое фиксируется по шкале прибора. Одновременно рычаг двигателя перемещает плунжер индукционного датчика. Прибор позволяет измерять дисперсию оптической активности в диапазоне длин волн 240–600 нм с точностью до  $\pm 0,0025^\circ$ . В спектрополяриметрах иных

конструкций модуляция светового пучка осуществляется с помощью поляризационной призмы Рошона, в которой совершаются колебания относительно нулевого положения с частотой 0,5 Гц и амплитудой до 5°. Вращением поляризатора подбирается положение, при котором каждое последующее колебание поляризатора возвращает отклоняющуюся стрелку фотометра в одно и то же положение на шкале, после чего производится отсчет. Часто наряду с кривой дисперсии оптической активности измеряется также и круговой дихроизм, о чем уже упоминалось выше.

На явлении оптической активности ряда кристаллов и растворов основано действие «поляриметров», используемых в технике и научных исследованиях для различных аналитических целей, например, для определения концентрации сахара в растворе (в этом случае прибор называется «сахариметром»). В п. 2.6 был описан принцип действия таких приборов: при помещении между «скрещенными» поляризатором и анализатором оптически активного вещества поле зрения просветляется и может быть вновь затемнено путем поворота на определенный угол, который затем отсчитывается по шкале прибора. Однако человеческий глаз не обладает способностью точно фиксировать момент полного затемнения поля, вследствие чего такой способ измерения оптической активности был бы слишком грубым. Значительно лучше глаз устанавливает равенство освещенностей, например, двух половин одного поля зрения; на этом основано действие «фотометров», предназначенных для различных световых измерений (см. гл. 4). Поэтому такой принцип используется и в поляриметрах (сахариметрах). Для этого используется «полутеневой анализатор», в половинах которого направления световых колебаний образуют некоторый

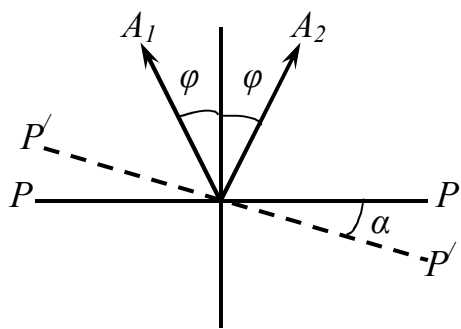


Рисунок 2.43

малый угол  $2\varphi$  между  $A_1$  и  $A_2$  (рис. 2.43). Если плоскость колебаний в падающем световом пучке  $PP$  перпендикулярна биссектрисе этого угла, то обе половинки анализатора освещены одинаково, т. к.  $I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \varphi$  ( $I_0, I_1, I_2$  – интенсивность падающего луча и лучей, проходящих через половинки анализатора, соответственно). Если же плоскость поляризации в результате прохождения света через оптически активное вещество повернется

на угол  $\alpha$ , то интенсивности  $I_1$  и  $I_2$  станут различными:

$$I_1 = I_0 \sin^2(\varphi + \alpha), I_2 = I_0 \sin^2(\varphi - \alpha). \quad (2.150)$$

В результате этого даже при небольшом угле  $\alpha$  равенство освещенностей обеих половинок поля зрения анализатора существенно нарушится и может быть восстановлено с достаточной точностью при повороте анализатора на угол  $\alpha$ . Полутеневой анализатор можно изготовить, например, разрезав обычную поляризационную призму вдоль плоскости главного сечения, сошлифовать у каждой из половин клинообразный слой материала (примерно  $2\sqrt{2}^\circ$ ) и вновь их склеить. Существуют и другие, более сложные конструкции полутеневых анализаторов. В некоторых поляриметрах вместо этого используются



компенсаторы различных типов, например, компенсатор Солейля, состоящий из пластинки «правого» кварца и двух взаимно перемещающихся клиньев «левого» кварца, образующих пластинку переменной толщины. Регулируя эту толщину путем перемещения клиньев, точно обсчитываемого по шкале прибора, можно скомпенсировать поворот плоскости поляризации, созданный исследуемым веществом, и затем вычислить угол поворота, зная параметры компенсатора.

Разновидности других используемых в науке и технике поляризационных приборов также очень разнообразны; они описаны в довольно обширной специальной литературе.

## **2.8 Поляриметрический анализ**

Явление поляризации света используется для проведения анализа и контроля во многих областях науки и техники – в минерологии, строительной механике, сахариметрии и т. д. Совокупность методов этих исследований называют «поляриметрическим анализом». Для проведения исследований в поляризованном свете используются «поляризационные микроскопы» различных типов; такой прибор представляет собой по существу сочетание обычного оптического микроскопа с «поляризационной насадкой» – устройством для получения и анализа поляризованного света. Поляризатор (призма или поляроид) устанавливается в осветительной системе микроскопа, а аналогичное устройство – анализатор (с дополнительной линзой) – в тубусе микроскопа. Осветительная система поляризационного микроскопа обеспечивает возможность работы в сходящихся и параллельных пучках, что достигается применением специальных систем линз. Поскольку на практике часто возникает необходимость исследования непрозрачных объектов, то предусматривается также возможность наблюдений в отраженном свете. Для этой цели применяют вертикальный осветитель («опак-иллюминатор»), выполненный в виде насадки на тубус микроскопа. При исследовании в параллельных поляризованных пучках наблюдается равномерное затемнение или просветление (или окрашивание) поля зрения; при наблюдении в сходящихся пучках поля зрения видны «коноскопические» интерференционные фигуры (см. выше), вид которых зависит от структуры и ориентации исследуемой поверхности (например, кристалла). Помимо поляризационных микроскопов, используются и другие приборы, в частности, поляриметры, применяемые для исследования свойств жидкости (например, в сахариметрии). Эти приборы предназначены для измерения угла поворота плоскости поляризации света при его прохождении через оптически активную среду. Основными элементами поляриметра являются поляризатор, анализатор и помещенная между ними цилиндрическая кювета для исследуемой жидкости. При отсутствии жидкости в кювете и скрещенном положении поляризатора и анализатора поле зрения выглядит темным. При наличии оптически активного вещества поле зрения в той или иной мере просветляется; поворотом

анализатора можно добиться затемнения поля, и тогда угол поворота отсчитывается по лимбу с нониусом. Для более точного определения момента максимального затемнения поля применяют различные оптические устройства, с помощью которых поле зрения разбивается на две или три части. Поворотом анализатора достигают выравнивания интенсивности этих частей; при этом точность измерения значительно повышается, поскольку известно, что глаз значительно лучше устанавливает равенство освещенности, чем оценивается их различие. Для освещения кюветы с жидкостью часто используют рассеянный дневной свет или же солнечный свет, направляемый на кювету с помощью дополнительного зеркальца. Для улучшения условий наблюдения применяют светофильтры, обуславливающие окраску поля зрения, наиболее благоприятного для визуальных наблюдений (обычно желтую или зеленую).

Рассмотрим некоторые конкретные примеры практического проведения поляриметрических исследований. Для предварительного изучения оптических свойств, кристаллов наблюдение обычно проводят в параллельном (поляризованном) пучке. Установление анизотропии оптических свойств кристалла производится при помещении его между скрещенными поляризатором и анализатором. Если кристалл изотропен, то поле зрения поляризационного микроскопа остается темным при любом положении столика с кристаллом; при повороте столика все поле зрения постепенно проясняется. Если же кристалл обладает оптической анизотропией, то поле зрения всегда будет в той или иной мере светлым и окрашенным; при повороте столика на  $360^\circ$  анизотропный кристалл четыре раза просветляется и затемняется. Анизотропия может возникать под действием различных факторов в стекле и кубических (изотропных) кристаллах, например, при наличии в них механических напряжений. Такой метод технического контроля состояния изделия применяется, например, в производстве оптического стекла и монокристаллов (в частности, щелочно-галоидных), предназначенных для изготовления оптических деталей (преломляющих призм и т. п.). Поликристаллические образцы при повороте столика микроскопа равномерно просветляются и затемняются по всему объему, т. е. являются изотропными; неравномерность изменения освещенности поля зрения свидетельствует о наличии анизотропии, связанной, например, с двойниковой структурой естественных щелочно-галоидных кристаллов. При скрещенных и параллельных установках поляризатора и анализатора можно наблюдать интерференционную окраску кристаллов; в первом случае «погасают» составляющие белого света, для которых выполняется условие  $\Delta = d(n_0 - n_e) = k\lambda$ , а во втором – другие составляющие, для которых  $\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$ . Поэтому возникает окраска кристалла в цвета, являющиеся «дополнительными» в указанных двух случаях. Это явление было детально исследовано, и полученные результаты используются на практике для определения величины двойного лучепреломления ( $n_0 - n_e$ ) или толщины кристалла с известными свойствами, если другим способом ее определить не

удается. Например, при  $k = 2$  наличие пурпурной окраски при скрещенных поляризаторах и зеленой – при параллельных – свидетельствует о том, что разность хода  $\Delta$  равна 0,5 мкм, и т. д. В специальной литературе имеются таблицы интерференционной окраски кристаллов при различных разностях хода.

Большое практическое значение имеет способ изучения кристаллов в сильно сходящихся поляризованных пучках, что достигается при использовании короткофокусных микрообъективов. Совокупность лучей, прошедших через объектив, дает в его фокальной плоскости сложную интерференционную картину – так называемую «коноскопическую фигуру», характер которой зависит от оптических свойств кристалла и его ориентации. Наиболее характерные фигуры наблюдаются для ориентированных сечений кристалла; для этой цели из кристалла вырезают пластинки перпендикулярно его оптической оси. Если кристалл является двуосным, то их вырезают перпендикулярно биссектрисе острого угла между оптическими осями. При этом характер коноскопических фигур оказывается резко различным для одноосных и двуосных кристаллов. На фигурах можно различить области изогир и изохром. Изогиры представляют собой темные полосы, все точки которых соответствуют тем направлениям в кристалле, в которых распространяются лучи с направлением колебаний электрического вектора, параллельным плоскостям колебаний в скрещенных поляризаторах. Изохромы имеют вид полос с определенной интерференционной окраской, соответствующей тем направлениям в кристалле, для которых разность хода одинакова. Изогиры изменяют свою форму и положение при вращении столика микроскопа, в то время как изохромы возникают только при достаточно большой разности хода, и их вид не изменяется при повороте столика. Коноскопические фигуры удобно наблюдать с помощью дополнительной линзы или лупы, сфокусированной на выходной зрачок микроскопа. При этом используется окуляр с ирисовой диафрагмой, с помощью которой поле зрения ограничивается размерами исследуемого кристалла. С увеличением фокусного расстояния объектива коноскопическая фигура становится менее развитой и дает меньше информации. В условиях производства при применении данного метода контроля исследуются также осколки кристаллов с неровной или шероховатой поверхностью. В таких случаях применяется иммерсионный метод: осколок погружается в жидкость с показателем преломления, близким к показателю преломления исследуемого кристалла, и весь препарат накрывается покровным стеклом.

Для определения ориентации кристаллических пластинок и других оптических деталей, а также обнаружения дефектов в кристаллах служат дефектоконоскопы, а также конометры, с помощью которых измеряется угол между оптическими осями и ориентация плоскости оптической оси. В простейшем дефектоконоскопе между двумя поляроидами помещена поворотная полусфера, угол наклона которой в вертикальной плоскости измеряется по выгнутой линейке с градусной шкалой. По диаметру полусферы

расположена плоская линейка, в центре которой приклеена небольшая полусферическая фронтальная линза. Наблюдение ведется через лупу, установленную над верхним поляроидом. Образец освещается снизу с помощью вогнутого зеркала. Исследуемый образец (кристаллическая пластинка) помещается на полусфере и прижимается к ней линейкой. Если пластинка имеет шероховатую (неполированную) поверхность, то ее смачивают жидкостью с близким показателем преломления. Большое поле зрения прибора позволяет исследовать коноскопические фигуры в различных местах поверхности кристалла. С помощью нескольких микроконоскопов (небольших полусферических линз) можно наблюдать коноскопическую картину одновременно на нескольких различных участках кристаллах.

Универсальный конометр позволяет проводить измерения оптических характеристик в сходящихся и параллельных поляризованных пучках. Кристалл укрепляется в специальном держателе, обеспечивающем плавное перемещение в трех взаимно перпендикулярных направлениях, и освещается с помощью специальной конденсорной системы. Под кристаллом помещена кювета, заполненная жидкостью с показателем преломления, близким к показателю преломления исследуемого кристалла. После юстировки осветительной системы и установки кристалла в определенное положение кювета поднимается и устанавливается так, чтобы кристалл был полностью погружен в жидкость. Затем кристалл поворачивают до появления в поле зрения коноскопической картины. Если, например, кристалл является двуосным, то картина появляется тогда, когда биссектриса острого угла между оптическими осями совпадает по направлению с осью зрительной трубы прибора. После этого кристалл закрепляют, кювету опускают и обозначают с помощью линейки на кристалле направление плоскости, перпендикулярной к оптической оси. Риска на кристалле определяет его ориентацию относительно оптических осей. При наблюдении в параллельном пучке осветитель приближают вплотную к конденсору, а вместо зрительной трубы вставляют трубу с диафрагмой, через которую рассматривают кристалл. При этом легко обнаруживаются различные дефекты структуры кристалла, а также включения в виде пузырьков и трещин, которые особенно удобно наблюдать сбоку в рассеянном свете (для этого осветитель поворачивают вокруг оси на  $90^\circ$ , а наблюдение проводят с помощью лупы при снятых поляроидах).

Упомянутый выше поляриметрический метод исследования напряжений в стекле и оптических деталях может быть использован также для изучения распределения напряжений в сложных конструкциях, расчет которых методами теории упругости может оказаться затруднительным. Для этой цели изготавливают прозрачную модель исследуемой конструкции и помещают в параллельный поляризованный пучок между поляроидами; такой метод исследования обычно называют «методом фотоупругости». Метод позволяет сравнительно просто с достаточной точностью количественно исследовать распределение напряжений, особенно при плосконапряженном состоянии, определить главные напряжения при заданных напряжениях на контуре и т. д.

Модель конструкции изготовляют из прозрачного, оптически однородного и изотропного материала, в котором оптическая анизотропия вызывается сравнительно небольшими внешними нагрузками. К таким материалам относятся целлулоид, бакелит, желатин и др. Плоская модель помещается между поляризатором и анализатором в параллельном пучке, создаваемом осветителем, и наблюдается интерференционная картина. С помощью компенсаторов, основные типы которых описаны выше (например, компенсатора Бабиня), измеряется разность хода, равная

$$\Delta = k\lambda = ct(\delta_1 - \delta_2), \quad (2.151)$$

где  $k$  – порядок интерференции,  $t$  – толщина модели,  $\delta_1 - \delta_2$  – разность главных напряжений в исследуемом участке модели,  $c$  – постоянная, зависящая от физических свойств материала. Постепенно нагружая модель до заданного уровня напряжений, наблюдают формирование интерференционной картины и определяют порядок интерференционных полос  $k$ , после чего вычисляют разность главных напряжений. Постоянная  $c$  определяется с использованием независимых методов, например, с помощью торированных образцов в условиях чистого изгиба, растяжения или сжатия образца.

Измерение оптической активности  $\alpha$ , т. е. угла поворота плоскости поляризации света, используется при анализе растворов и жидких смесей во многих производственных и научно исследовательских лабораториях. В частности, исследование раствора оптически активного вещества в «неактивном» растворителе указанным методом позволяет значительно просто определять концентрацию раствора. В первом приближении угол поворота  $\alpha$  пропорционален  $\varphi$  кюветы с жидкостью  $l$  и концентрацией оптически активного вещества  $C$ :

$$\alpha = \varphi l C, \quad (2.152)$$

(подробнее см. выше, п. 2.6)

Величина  $\varphi$  называется «удельной вращательной способностью» или «удельным вращением» раствора и соответствует углу поворота плоскости поляризации в растворе единичной концентрации в кювете единичной длины. Применяют также понятие «молярной» вращательной способности, при использовании которого концентрация выражается в числе молей растворенного вещества в единице объема раствора. Значение этих величин найдены для многих оптически активных веществ и содержатся в специальных таблицах.

Наиболее широко распространен этот метод в пищевой промышленности, где он используется для контроля содержания сахара на всех стадиях его обработки – от сырых продуктов в виде вытяжек до концентратов и патоки. Соответствующие приборы называются «сахариметрами». Преимуществом данного метода перед рефрактометрией (см. гл. 3) заключается в том, что в нем определяется только содержание сахара, в то время как показатель преломления сахарного раствора зависит также от состава растворителя и от концентрации примесей – «сухих веществ» – в растворе. Некоторые детали устройства сахариметров были уже описаны выше, в п. 2.7.

## ГЛАВА 3 МОЛЕКУЛЯРНАЯ ОПТИКА

### 3.1 Рассеяние света в неоднородных средах

Широкий круг оптических явлений объясняется взаимодействием света с мельчайшими частицами – молекулами и атомами. При прохождении света через оптически прозрачную среду имеет место целый ряд эффектов – «преломление» света, т. е. определенное изменение направления световых волн, «рассеяние», т. е. образование распространяющихся во всевозможных направлениях «рассеянных» световых волн, «поглощение», т. е. переход световой энергии в другие виды энергии, в частности, в тепловую, и т. д. Все эти явления имеют общий главный механизм — взаимодействие электрического поля световой волны с электронами, входящими в состав атомов и молекул вещества. В «классической» электромагнитной теории атомные электроны рассматриваются как «гармонические осцилляторы», совершающие колебания в сильном поле атомных ядер (и других электронов). Переменное электрическое поле (с вектором напряженности  $\vec{E}$ ) «первичной» световой волны возбуждает вынужденные колебания электронов, что, согласно электромагнитной теории Максвелла, приводит к испусканию электронами «вторичных» электромагнитных волн. Эти волны, складываясь с «первичной» волной, образуют «проходящую» волну, свойства которой, естественно, отличаются от свойств первичной волны, например, по направлению, интенсивности и т. д., что и наблюдается в виде перечисленных выше явлений. Указанный обширный круг явлений изучается особым разделом оптики – молекулярной оптикой. Значение закономерностей взаимодействия света с веществом позволяет объяснить многие явления, наблюдаемые в природе; кроме того, на этих закономерностях основано действие многих оптических приборов, используемых в инженерной практике.

Обратимся к рассмотрению явлений рассеяния света в различных средах. Луч света, проходящий через «идеальную» однородную, оптически прозрачную среду, при наблюдении в перпендикулярном к нему направлении не должен быть виден. В действительности, как известно, луч света всегда в большей или меньшей мере «рассеивается» во все стороны, т. е. виден при наблюдении под любыми углами к направлению его распространения. Причина этого заключается в том, что всякая среда в той или иной степени является «неоднородной», т. е. ее оптические свойства в различных точках неодинаковы. Масштаб этих неоднородностей может варьироваться в весьма широких пределах – от «атомно-молекулярного» уровня (несколько Å) до размеров, видимых невооруженным глазом. В зависимости от результатов и природы неоднородностей среды рассеяние света носит различный характер, однако имеют место и некоторые общие закономерности.

Простейшим случаем наличия сравнительно «крупных» неоднородностей в среде является присутствие в ней «примесных» частиц, размеры которых больше или порядка длины волны проходящего света (в видимой области –

порядка 0,5 мкм). При этом образуются так называемые «мутные среды» – эмульсии, суспензии, аэрозоли (дым, туман) и т. д. При высокой концентрации «взвешенных» («дисперсированных») частиц среда становится оптически «непрозрачной». Например, такой средой является молокоэмульсия жира в воде; из-за наличия большого количества сравнительно крупных рассеивающих частиц молоко практически равномерно («диффузно») рассеивает падающий свет во все стороны и представляется «матово-белым» при визуальном наблюдении. Рассеяние света в таких мутных средах обычно называется «тинбалеvским»; на его закономерностях основано действия рассматриваемых ниже «нефелометров». Другим примером неоднородных сред являются так называемые «коллоидные системы»; они содержат настолько малые частицы дисперсированного вещества, что представляются на вид прозрачными и однородными, как обычные растворы. Однако при наблюдении сбоку (под 90° к направлению освещения) наличие коллоидных частиц обнаруживается по рассеиваемому ими свету; на этом основан «ультрамикроскопический» метод исследования коллоидных частиц (смотри ниже).

Особый интерес представляет случай рассеивания света в совершенно чистой среде, не содержащей примесных частиц – так называемое «молекулярное рассеивание». Согласно «классической» теории Рэлея, в которой впервые были правильно описаны основные закономерности молекулярного рассеяния, причина того явления заключается в тепловом движении молекул вещества, нарушающем однородность среды. Поскольку каждая молекула совершает это движение независимо от других молекул, то излучение вторичных волн в результате возбуждения первичной волной является некогерентным, и интенсивность рассеянного света можно определить как сумму интенсивности излучения отдельных источников (см. п. 2.1). Поскольку размер молекул намного меньше длины волны  $\lambda$  видимого света, то электрическое поле  $E$  вблизи молекулы можно считать однородным и записать в виде:

$$E = E_0 \cos \omega t \quad \left( \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \right). \quad (3.1)$$

В результате поляризации электронной оболочки в ней возникает дипольный момент  $p$ , численно равный

$$p = \varepsilon_0 \alpha E = \varepsilon_0 \alpha E_0 \cos \omega t, \quad (3.2)$$

где  $\alpha$  – величина поляризуемости молекул (см. гл. 2. т. II). Мощность излучения «элементарного диполя», согласно электромагнитной теории света, равна

$$W = \frac{\omega^4 p_0^2}{3c^3}. \quad (3.3)$$

Если в освещенной среде находится всего  $N$  молекул, то полная интенсивность рассеянного («вторичного») излучения, с учетом соотношения  $p_0 = \varepsilon_0 \alpha E_0$  определяется выражением:

$$I_p = \frac{\omega^4}{3c^3} \alpha^2 \varepsilon_0^2 E_0^2 \cdot N = \frac{16\pi^4 c}{3\lambda^4} \alpha^2 \varepsilon_0^2 E_0^2 N. \quad (3.4)$$

Таким образом, интенсивность молекулярного рассеяния света с длиной волны  $\lambda$  пропорциональна  $\frac{1}{\lambda^4}$ ; это положение называется законом Рэлея.

Вследствие наличия рассеяния интенсивность проходящего света, первоначально равная  $I_0$ , ослабляется по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp(-hl), \quad (3.5)$$

где  $h$  – «коэффициент экстинкции». Учитывая выражения для диэлектрической проницаемости вещества  $\varepsilon = 1 + \alpha \frac{N}{V}$  ( $V$  – объем среды) и показателя преломления (для немагнитных сред)  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , можно связать величину  $h$  с характеристиками рассеивающей среды  $N_0 = \frac{N}{V}$  и  $n$ . В частности, для газов, для которых показатель преломления очень мало отличается от 1, получается уравнение:

$$h = \frac{16\pi^3}{3\lambda^4} \frac{(n-1)^2}{N_0}. \quad (3.6)$$

Экспериментальная проверка формулы (3.4) основана на возможности расчета по измеренной интенсивности рассеяния света  $I_p$  числа молекул в среде и затем, используя уравнение состояния газов – число Авогадро; результаты таких исследований оказались в хорошем согласии с формулой (3.4).

Дальнейшее развитие теории светорассеяния внесло коррективы в исходные предпосылки теории Рэлея. Было показано, что тепловое движение группы молекул, занимающих область пространства, малую по сравнению с длиной световой волны, не может быть основной причиной нарушения когерентности вторичных волн. Истинной причиной молекулярного рассеяния являются небольшие случайные отклонения («флуктуации») плотности среды в указанных малых областях; эти флуктуации характеризуют нарушение оптической однородности среды, т. е. играют такую же роль, как малые примесные частицы в мутных средах. Особо интенсивное рассеяние света наблюдается вблизи критической температуры вещества, когда имеют место наибольшие флуктуации плотности; это явление называется «критической опелесценцией». Рассеяние вызывается также флуктуациями анизотропных характеристик вещества, флуктуациями концентрации в прозрачных растворах и т. д. Флуктуационная теория приводит к тем же количественным соотношениям, что и «классическая» теория, однако более правильно отражает их физическую природу. Сохраняет свою силу и закон Рэлея  $I_p \sim \lambda^{-4}$ , согласно которому коротковолновое излучение рассеивается значительно сильнее, чем длинноволновое.

Рассмотрим кратко случай рассеяния света в мутной среде, содержащей посторонние частицы, размеры которых значительно меньше длины световой волны. Полная интенсивность рассеянного света складывается из двух составляющих, в которых векторы  $\vec{E}$  имеют ориентации 1 и 2 (рис. 3.1):

$$I_p = I_1 + I_2. \quad (3.7)$$

Для величин  $I_1$  и  $I_2$  теория дает выражение:



$$I_1 = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{\lambda^4 R^2} N \left( \frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + n_0^2} \right) n_0^4 \frac{1}{2}; \quad I_2 = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{\lambda^4 R^2} N \left( \frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + n_0^2} \right) n_0^4 \frac{\cos^2 \beta}{2}. \quad (3.8)$$

Соответственно для полной интенсивности  $I$  имеем выражение:

$$I_p = I_0 \frac{9\pi^2 V^2}{2\lambda^4 R^2} N \left( \frac{n^2 - n_0^2}{n^2 + n_0^2} \right) n_0^4 (1 + \cos^2 \beta). \quad (3.9)$$

Здесь  $n$  и  $n_0$  – показатели преломления материала частиц и среды, соответственно,  $\beta$  – угол между направлением первичного пучка и направлением наблюдения,  $R$  – расстояние от рассеивающей частицы до точки наблюдения,  $V$  – объем рассеивающей частицы,  $N$  – число частиц в единице объема. При этом частицы считаются сферами радиуса  $r$ , так что  $V = \frac{4}{3}r^3$ . Таким образом, интенсивность рассеянного света пропорциональна  $\lambda^4$ , квадрату объема частиц и их концентрации в среде. Зависимость  $I_h(\beta)$ , т. е. интенсивности рассеяния от угла наблюдения, называется «индикатрисой рассеяния»; характерный вид этой кривой показан на рисунке 3.2. Индикатриса имеет вид тела вращения, ось симметрии которого совпадает с направлением первичного светового пучка. При наблюдении под углом  $90^\circ$   $I_2 = 0$ , и рассеянный свет является полностью поляризованным; вектор  $\vec{E}$  направлен перпендикулярно первичному пучку. При других значениях  $\beta$  рассеянный свет частично поляризован, и степень его поляризации определяется по формуле:

$$p = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \frac{\sin^2 \beta}{1 + \cos^2 \beta}. \quad (3.10)$$

Поляризация света при рассеянии связана с характером деформации электронных оболочек молекул в электронном поле световой волны. Степень этой поляризации определяется величиной поляризуемости молекул  $\alpha$  (см. выше). Молекулы вещества являются, вообще говоря, анизотропными; в частности, поляризуемость вдоль трех взаимно перпендикулярных направлений в молекуле, вообще говоря, неодинаковы. Если отложить от условного «центра» молекулы во всевозможных направлениях радиус-вектор, длина которого соответствует величине  $\alpha$ , то получается «эллипсоид поляризуемости» с осями  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ . Форма эллипсоида отражает характер структуры молекулы. Например, для линейных молекул (двухатомные молекулы –  $H_2$ ,  $HCl$  и др., а также некоторые многоатомные молекулы типа  $CO_2$ ), благодаря наличию осевой симметрии ( $\alpha_2 = \alpha_3$ ) получается эллипсоид вращения. Для высокосимметричных молекул (например,  $SF_6$ , в которых атомы расположены в вершинах октаэдра)  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$ , и «эллипсоид поляризуемости»

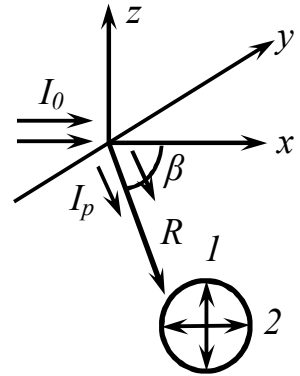


Рисунок 3.1

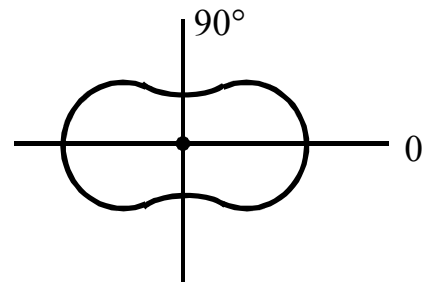


Рисунок 3.2

превращается в шар. Степень анизотропии молекулы характеризуется величиной

$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2}[(\alpha_1 - \alpha_2)^2 + (\alpha_2 - \alpha_3)^2 + (\alpha_3 - \alpha_1)^2]}. \quad (3.11)$$

Если молекула изотропна (для высокосимметричных (изотропных) молекул  $\beta = 0$ ; для линейных –  $\beta = \alpha_1 - \alpha_2$ ), то поле световой волны индуцирует в молекуле электрический диполь с моментом, совпадающим по направлению с вектором  $\vec{E}$ , т. е. лежащим в плоскости, перпендикулярной направлению луча. Ясно, что при наблюдении под  $90^\circ$  к лучу рассеянный свет в этом случае будет полностью поляризованным, и вектор  $\vec{E}$  не расположен в указанной плоскости (перпендикулярно направлению наблюдения). Если же молекула анизотропна, то направление индуцированного в ней дипольного момента может и не совпадать с направлением вектора  $\vec{E}$ , тогда появляется составляющая моментов, лежащая не в указанной плоскости, а в рассеянном свете, помимо составляющей в указанном выше направлении (перпендикулярно направлению первичного пучка) – также и составляющая в перпендикулярном к нему направлении, т. е. вдоль направления пучка. Отношение интенсивностей составляющих

$$\rho = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} \quad (3.12)$$

называется «степенью деполяризации». Теоретическое рассмотрение приводит к следующей формуле для  $\rho$ :

$$\rho = \frac{6\beta^2}{45\alpha^2 + 7\beta^2}. \quad (3.13)$$

Таким образом, деполяризация рассеянного света объясняется анизотропией молекул рассеивающей среды; ее величина варьирует от 0 до  $\frac{1}{2}$  для реальных молекул. Первый случай соответствует полностью изотропной, а второй – полностью анизотропной молекуле с  $\alpha_2 = \alpha_3 = 0$  (реальных молекул с такими свойствами не существует).

Как уже отмечалось выше, на основе изложенных теоретических результатов легко объясняются многие явления природы, например, голубой цвет неба и разнообразие оттенков морской воды благодаря преимущественному рассеянию сине-голубой составляющей солнечного излучения. При рассеянии морской водой спектр рассеянного излучения в значительной мере определяется ее составом. Например, более прозрачная вода Черного моря дает более насыщенные сине-голубые оттенки, а сравнительно мутная (благодаря обилию морской растительности) вода Азовского моря имеет «серый» оттенок. Красный цвет утренних и вечерних зорь объясняется тем, что через атмосферу лучше проходят более длинноволновые световые лучи, которые рассеиваются слабее. При этом лучи проходят большой путь вблизи Земли в атмосфере, содержащей различные примеси в виде пыли, тумана, дыма и т. д. При большой высоте Солнца над горизонтом толщина

рассеивающего слоя атмосферы на пути лучей значительно меньше, а воздух на больших высотах чище и рассеивает свет меньше, потому спектральный состав солнечного света, проходящего через атмосферу, мало изменяется, и Солнце имеет «естественный» золотисто-желтый цвет.

Рассеивание света в атмосфере Земли приходится учитывать во многих случаях, когда оно оказывает существенное влияние на условия видимости отдаленных предметов. Дальность видимости отдаленных объектов, т. е. расстояние, на котором они еще различаются глазом, зависит от многих факторов, однако определяющую роль при этом играет прозрачность атмосферы. Ее характеризуют относительным ослаблением параллельного светового пучка в атмосфере, прошедшего путь 1 км. Согласно формуле (3.5), ослабление пучка в результате рассеяния света происходит по экспоненциальному закону. Если коэффициент экстинкции  $h$  в этой формуле выразить в  $(\text{км})^{-1}$ , то между величиной «прозрачности» атмосферы  $\tau$  и  $h$  имеет место соотношение:

$$\tau = e^{-h}. \quad (3.14)$$

В зависимости от условий в месте наблюдения – погоды, сезона, времени суток, характера местности и т. п. – величина  $\tau$  может варьировать в весьма широких пределах. Наилучшей прозрачностью обладает чистая и сухая атмосфера (преимущественно в горных местностях); при этом ослабление света практически полностью определяется молекулярным рассеянием. На основе теории этого явления величина  $\tau$  может быть вычислена теоретически. Например, для монохроматического света в зеленой области спектра ( $\lambda \approx 0,5$  мкм)  $h \approx 0,01 \text{ км}^{-1}$ ,  $\tau \approx 0,987$ , т. е. на 1 км пути рассеивается примерно 1 % светового потока. Однако эти оценки весьма приблизительные, поскольку атмосфера практически всегда имеет примеси, концентрация которых варьируется в широких пределах. В дождливую погоду содержание водяного пара в атмосферном воздухе может достичь 4 %, а при больших морозах снижается практически до нуля. В результате конденсации пара в атмосфере образуются капельки воды, размеры которых изменяются в широких пределах. Совокупность этих капелек образует облака и туманы; обычно размер водяных капелек тумана составляют от 1 до 25 мкм, причем наиболее часто встречаются капельки размером около 3 мкм. Однако капли дождя могут иметь значительно большие размеры. Особенно крупные «частицы» воды образуются в результате затвердевания водяных капелек (например, при граде). Эрозия почвы под действием воды и ветра, а также работа различных промышленных установок вызывают появление в атмосфере «пыли» в виде взвешенных коллоидных частиц с размерами от 0,01 до 0,01 мкм и более. Совокупность этих мелких частиц различного происхождения часто называют «атмосферным аэрозолем». Прозрачность атмосферы зависит от состава аэрозоля сложным образом, и аналитическое описание этой зависимости представляет большие трудности. Поэтому прозрачность исследуется экспериментальным путем; при этом используются приборы различных типов, в частности, нефелометр, рассмотренные ниже.

Определение дальности видимости даже при известной величине прозрачности представляет собой сложную задачу. Условия видимости различны у разных направлений и зависят от фона, на котором рассматривается объект, и оптических свойств самого объекта. Предмет различается глазом при наличии достаточного «контраста» между ним и фоном, т. е. при определенном различии яркостей, превышающем порог чувствительности глаза. Приближенная теория для дальности видимости  $L$  «черных» объектов с малой отражательной способностью («альбедо») дает следующее выражение

$$L = \frac{\log \varepsilon}{\log \tau}, \quad (3.15)$$

где  $\tau$  – прозрачность атмосферы в ( $\text{км}^{-1}$ ),  $\varepsilon$  – порог контрастной чувствительности глаза (примерно 0,02). Для случая «идеальной» атмосферы с  $\tau = 0,987$  формула дает:  $L = 297$  км. Наблюдения в высокогорных местностях в отдельных случаях дали значения, близкие к этой величине. Например, отмечены случаи видимости Черного моря с Эльбруса и гор Алжира с побережья Испании – около 270 км в обоих случаях. Однако обычно дальность видимости далека от этих идеальных значений из-за различных загрязнений в атмосфере. Обычно видимость в атмосфере оценивается по 10-бальной шкале. Видимость «0» соответствует  $L = 50$  м и ниже (сильный туман), видимость 9–10 баллов соответствует  $L > 50$  км и считается очень хорошей.

Рассеяние света на «крупных» частицах, размеры которых сравнимы с длиной волны света, носит гораздо более сложный характер, чем рассеяние на предельно малых частицах, о котором шла речь выше; точной теории для этого случая не существует. В основном эти осложнения обусловлены тем, что на характер рассеяния сильно влияет форма частиц, которую часто невозможно выразить в аналитическом виде. Наиболее детальная теория (теория Ми и Лява) разработана для рассеяния света в частицах с размерами, близкими к длине световой волны; это условие выполняется, например, для коллоидных растворов металлов. Форма частиц считается сферической, а их диаметр не более 180 мкм. Теория рассеяния строится на основе принципа суперпозиции «парциальных» электромагнитных волн; свойства результирующей волны существенно отличаются от свойств излучения простого электрического диполя, как в случае предельно малых частиц. Характеристики рассеянного излучения также становятся существенно иными. Например, при рассеянии света коллоидным раствором золота, в спектре рассеянного излучения наблюдается максимум вблизи 0,53 мкм, возникающий вследствие «резонанса» между собственными колебаниями электрического вектора в электрической волне. Зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны существенно отличается от закона Рэлея; так, для крупных непроводящих (диэлектрических) частиц эта зависимость может быть представлена как  $I_p \approx \lambda^{-p}$ , где  $p$  принимает значения от 4 (закон Рэлея) до 0 (независимость  $I_p$  от длины волны). При увеличении диаметра частиц  $d$  показатель степени  $p$  уменьшается; он близок к 4 при  $d > 0,42$  мкм, равен 3 при  $d = 0,59$  мкм, менее

1,5 при  $d > 0,7$  мкм и близок к нулю при  $d > 1,2$  мкм. В последнем случае свет рассеивается в среде без заметного изменения спектрального состава. Такие крупные частицы имеются, например, в молоке (о чем уже упоминалось выше), облаках, тумане и т. д., чем и объясняется «белый» цвет этих сред (туман, содержащий мелкие капельки воды, имеет голубоватый оттенок). Особенностью рассеяния света на крупных частицах является также весьма своеобразный вид индикатрисы рассеяния по сравнению с индикатрисой рэлеевского рассеяния, показанной на рисунке 3.2. Индикатрисы являются несимметричными и с уменьшением дисперсности раствора все больше «вытягиваются» в стороны первого пучка. В качестве примера на рисунке 3.3 показана индикатриса рассеяния на частицах золота диаметром 180 мкм; помимо отмеченной деформации кривой – «эффектами Ми» – заметно, также, появление максимумов на «хвосте» индикатрисы. Эти особенности легко объясняются на основе следующих соображений. Рассеянная волна образуется в результате интерференции вторичных волн от отдельных «элементарных» источников и разность фаз между ними зависит от угла; она минимальна в направлении первичного пучка и максимальна в противоположном направлении. Поэтому в «прямом» направлении вторичные волны усиливают друг друга, а в противоположном – имеет место ослабление света, что и приводит к «вытягиванию» индикатрисы рассеяния. Максимумы, наблюдаемые при больших размерах частиц, близких к длине волны  $\lambda$ , возникают в результате дифракции.

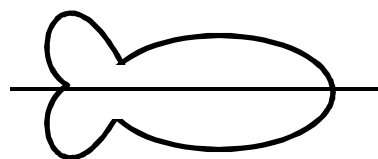


Рисунок 3.3

Интенсивность рассеивания света в чистых жидкостях значительно больше, чем в газах, однако не пропорциональна плотности вещества (при конденсации газа плотность возрастает примерно в  $10^3$ , а интенсивность рассеяния – в 50 раз), что объясняется большой оптической однородностью жидкости (меньшей вероятностью флуктуации плотности). Теория молекулярного рассеяния в жидкостях приводит к результатам, качественно аналогичным изложенным (в частности, имеет место закон Рэлея  $I_p \approx \lambda^{-p}$ ).

Таким образом, при «рэлеевском» рассеянии света, закономерности которого рассматривались выше, спектры «прямого» и «рассеянного» излучения отличаются только смещением максимума интенсивности рассеяния в коротковолновую область. Однако дальнейшие исследования более совершенными оптическими методами показали, что в спектре рассеянного света присутствуют очень слабые линии излучения, не входящие в состав спектра «первичного» светового пучка. При освещении рассеивающего вещества монохроматическим излучением с частотой  $\nu_0$  в рассеянном излучении появляются «спутники» – линии с частотами, симметричными относительно  $\nu_0$ , т. е.  $\nu' = \nu_0 - \Delta\nu$  и  $\nu'' = \nu_0 + \Delta\nu$ . При освещении немонахроматическим светом эти спутники «теряются» на фоне сплошного спектра рэлеевского рассеяния. При наличии нескольких линий с частотами  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и т. д. спутники появляются около каждой линии, причем величина  $\Delta\nu$  для

каждой пары спутников не зависит от частоты возбуждающего света, а является характерной константой рассеивающего вещества. Дополнительные исследования показали, что величины  $\Delta\nu$  совпадают с характерными частотами колебаний молекул вещества, лежащими в инфракрасной области спектра. Спутники, расположенные с «низкочастотной» стороны от основной линии  $\nu_0$ , называют «красными» (т. е. длинноволновыми), а с «высокочастотной» стороны – «фиолетовыми».

Интенсивность «фиолетовых» спутников обычно сравнительно мала, но быстро возрастает с повышением температуры. Описанное явление было названо «комбинационным рассеянием» света. Качественное объяснение явления может быть получено на основе представлений о квантах света, изложенных во введении. Первичный свет распространяется в виде квантов с энергией  $h\nu_0$ , а молекулы могут поглощать или излучать свет также квантами с энергиями  $h\nu_i$ , где  $\nu_i$  – частоты собственных колебаний молекул. При взаимодействии светового кванта с молекулой рассеивающей среды, находящейся в невозбужденном («основном») состоянии, он отдает молекуле часть энергии  $h\nu_i$ , и рассеивается с энергией  $h\nu' = h\nu_0 - h\nu_i$ , что приводит к появлению в спектре «красного» спутника  $\nu' = \nu_0 - \nu_i$ . Если же квант света взаимодействует с молекулой, находящейся в возбужденном состоянии, то молекула отдает ему избыточную энергию  $h\nu_i$ , возвращаясь в основное состояние. При этом энергия светового кванта возрастает до  $h\nu'' = h\nu_0 + h\nu_i$ , что приводит к появлению «фиолетового» спутника с частотой  $\nu'' = \nu_0 + \nu_i$ .

Количество молекул, находящихся в возбужденном состоянии, всегда меньше, чем в основном состоянии, поэтому фиолетовые спутники слабее красных; с повышением температуры число возбужденных молекул возрастает, что вызывает усиление фиолетовых спутников.

Изучение комбинационного рассеяния света в веществе дает ценную информацию о структуре молекул, характере их симметрии, величине внутримолекулярных сил. Кроме этого, по спектрам комбинационного рассеяния можно проводить качественный и количественный анализ сложных молекулярный смесей, в частности, органических соединений, даже в тех случаях, когда химические методы анализа затруднены или даже оказываются невозможными. Например, метод комбинационного рассеяния оказывается весьма эффективным при анализе состава бензинов, представляющих собой сложную смесь углеводородов. Во многих случаях изучение спектров комбинационного рассеяния является ценным дополнением к абсорбционному спектральному анализу в инфракрасной области спектра (см. гл. 5). Отметим, что проведение подобных исследований связано с необходимостью применения весьма совершенной экспериментальной техники – мощных источников монохроматического излучения, спектральных приборов высокой разрешающей силы и весьма чувствительных приемников рассеянного света. Эти вопросы подробно изложены в специальной литературе.

Некоторые примеры практического применения метода комбинационного рассеяния света будут рассмотрены ниже.

### 3.2 Нефелометрия и ультрамикроскопия

Рэлеевское и комбинационное рассеяния света используются для разнообразных аналитических целей в инженерной практике и научных исследований. Важной практической задачей является, в частности, определение количества примеси, содержащейся во взвешенном состоянии в мутной среде. Традиционными методами решения этой задачи является фильтрование, промывание и сушка с целью отделения примеси от основного вещества. Эти методы являются трудоемкими и связаны с большими затратами времени и необходимостью применения сложного оборудования. Проведение подобного анализа на основе явления рассеяния света технически значительно проще. Методика определения количества и размеров взвешенных частиц в среде по рассеянию его света называется нефелометрией, а соответствующие оптические приборы – нефелометрами.

В основе нефелометрии лежит теория рэлеевского рассеяния света, в которой установлено основное выражение для интенсивности рассеянного света (3.4). Она может быть записана в упрощенном виде:

$$I_p = k \frac{NV^2}{\lambda^4} I_0, \quad (3.16)$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности, постоянный в условиях исследования. При заданной весовой концентрации золь (отличающихся только степенью дисперсности и концентрацией) интенсивность рассеянного света зависит от их объема  $V$ , т. е. средних размеров, и числа частиц  $N$  в единице объема среды. Пусть в двух дисперсных системах содержатся частицы сферической формы с радиусами  $r$  и  $\tau$  т. е. с объемами  $V_1 = \frac{4}{3} \pi r^3$  и  $V_2 = \frac{4}{3} \pi \tau^3$ .

Весовая концентрация связана с величинами  $N$  и  $V$  соотношением:  $c = NV\rho$ , где  $\rho$  – плотность материала частиц. Теперь формулу (3.16) можно переписать в виде:

$$I_p = k \frac{c}{\rho} \frac{V}{\lambda^4} I_0. \quad (3.17)$$

Если величины  $c$ ,  $\rho$ ,  $I_0$  и  $\lambda$ , одинаковы, то отношения интенсивности рассеяния для двух золь равно

$$\frac{I_{p1}}{I_{p2}} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{\tau^3}. \quad (3.18)$$

Если же концентрации золь неодинаковы ( $c_1$  и  $c_2$ ), то вместо (3.18) имеем:

$$\frac{I_{p1}}{I_{p2}} = \frac{c_1}{c_2} \cdot \frac{1}{\tau^3}. \quad (3.19)$$

Соотношения (3.18) и (3.19) образуют теоретическую основу нефелометрии. При одинаковой концентрации растворов по измеренному отношению интенсивностей можно судить о соотношении размеров

взвешенных частиц. Если же с помощью какого-либо независимого метода (например, ультрамикроскопии, см. ниже) установлено, что размеры взвешенных частиц одинаковы, то с помощью формулы (3.19) можно сравнить концентрации растворов. На практике в качестве одного из растворов (золей) берут стандартный раствор с известной концентрацией или известным размером взвешенных в нем частиц. При этом необходимо удостовериться в применимости закона Рэлея в условиях данного исследования; для этой цели результаты измерений с помощью нефелометра сопоставляют с данными, полученными с использованием других методов. Согласно формуле (3.19), интенсивность рассеянного света должна быть пропорциональна кубу линейных размеров частиц. Однако исследования показали, что зависимость  $I_p(r)$  близка к кубической параболе лишь при достаточно малых размерах частиц – до 0,1 – 1 мкм, характерных для коллоидных растворов. При больших размерах частиц рост  $I_p$  замедляется, а затем наблюдается спад интенсивности рассеяния. Предложенные объяснения этого явления заключаются в том, что при размерах частиц, превышающих длину световой волны, рассеянный свет образуется, главным образом, за счет отражения от поверхности частиц, и его интенсивность должна быть пропорциональной площади поверхности  $S$ , т. е. квадрату размеров частиц:

$$I_p = kNSI, \quad (3.20)$$

в тоже время при равном количестве дисперсированного вещества уменьшение общего числа частиц с ростом их размеров приводит к уменьшению общей площади отражения, что и вызывает ослабление рассеянного света.

Таким образом, практическое проведение нефелометрического анализа сводится к сравнению интенсивностей фотометрированного рассеянного ( $I_p$ ) и первичного ( $I_0$ ) световых пучков или же интенсивностей рассеяния от стандартной и исследуемой дисперсной системы, причем второй из этих способов более прост и удобен. На практике используются нефелометры различных типов, с визуальной или фотоэлектрической регистрацией интенсивности рассеяния. В визуальном нефелометре исследуемый и стандартный золи наливают в две кюветы цилиндрической формы, закрепленные в металлических гильзах на вертикальной стойке, в которой против каждой кюветы вырезаны окна. Высота окна регулируется с помощью микрометрического винта (Кремальеры), что позволяет изменить длины освещенных столбиков жидкости  $d_1$  и  $d_2$  в обеих кюветах с точностью до 0,1 мм. Обе кюветы освещаются одинаковым образом. Рассеянный свет попадает в стеклянные цилиндры, погруженные в кюветы, и через них выводится в фотометрическую приставку. В поле зрения окуляра наблюдается два полукруга; освещенность каждого из них пропорциональна интенсивности рассеянного света и длине освещенного столбика раствора. Изменяя длину столбиков, можно добиться равенства освещенностей обеих половинок поля; тогда имеет место соотношение;



$$\frac{I_{p2}}{I_{p1}} = \frac{d_1}{d_2}. \quad (3.21)$$

По отношению высот столбиков определяется искомое отношение интенсивностей рассеянного света. При проведении измерений необходимо тщательно следить за чистотой кювет и стеклянных цилиндров; наличие мельчайших пузырьков воздуха приводит к появлению дополнительного рассеяния и оказывает существенное влияние на точность результатов измерений. Во избежание попадания постороннего рассеянного света в окуляр и повышения чувствительности глаза наблюдения проводятся в полной темноте после адаптации глаза в течение 10–15 минут.

Фотоэлектрический нефелометр содержит источник света в защитном кожухе, конденсорную линзу и диафрагму, с помощью которых мощный параллельный пучок света направляется на кювету с исследуемым раствором. С помощью двух фотоэлементов, установленных за кюветой и сбоку от нее, измеряются интенсивности прямого и рассеянного пучков. Отношение фототоков пропорционально отношению сравниваемых интенсивностей  $I_p/I_0$ .

Фотоэлектрический нефелометр прост и удобен в работе и применяется для различных аналитических целей в заводских и научно-исследовательских лабораториях. В практике распространены нефелометры с дифференциальной схемой регистрации, в которой токи от двух фотоэлементов направлены навстречу; с помощью нульгальванометра фиксируется момент равенства световых потоков на фотоэлементы, которое достигается путем ослабления одного из пучков в точно измеренном отношении. После этого по известной степени ослабления определяется искомое отношение сравниваемых интенсивностей первичного и рассеянного света.

Разрешающая способность оптических микроскопов, как было выяснено в гл. 2, ограничена явлением дифракции; минимальный размер четко различимых в микроскоп объектов – порядка длины световой волны (0,4–0,7 мкм). При меньших размерах детали объекта неразличимы, однако само его наличие можно установить, наблюдая создаваемую им дифракционную картину. На этой идее основана методика обнаружения малых частиц в коллоидных системах – «ультрамикроскопия». При размере порядка 0,1 мкм картина дифракции света на частицах имеет вид концентрических светлых и темных колец, размеры которых велики по сравнению с самими частицами. Однако кольца вокруг очень малых частиц также малы и сливаются в поле зрения, образуя светлую точку – «дифракционные изображения» частиц. Взвешенные частицы малых размеров находятся в состоянии беспорядочного «броуновского движения» в результате соударений с молекулами среды – растворителя, совершающими тепловые движения, что может проявиться при наблюдении частиц в «ультрамикроскоп» в виде беспорядочных изменений яркости рассеянного света, особенно если форма частиц сильно отличается от сферической. Таким образом, принцип ультрамикроскопии заключается в

наблюдении рассеянного света от частиц, размеры которых находятся за пределами разрешающей способности оптического микроскопа. При этом среда с взвешенными в ней частицами должна быть ярко освещена; в поле зрения видны яркие точки на светлом фоне. Детали строения частиц при таком способе наблюдения различить невозможно, однако размеры частиц могут быть в ряде случаев определены с достаточной точностью.

Ультрамикроскопия используется при разнообразных физико-химических исследованиях, особенно в коллоидной химии. В практике распространены несколько различных видов ультрамикроскопов. При использовании так называемого «щелевого» ультрамикроскопа свет от мощного источника электрической дуги с помощью конденсорной линзы направляется на щелевую диафрагму, ширина щели в которой может плавно изменяться с помощью винтов. Ярко освещенное изображение щели с помощью специального объектива проектируется на кювету с исследуемым коллоидным раствором. Используется кювета прямоугольного сечения с двумя окошками, одно из которых обращено к источнику света, а другое к объективу оптического микроскопа. При правильной регулировке прибора в кювете образуется светлая фигура в виде двух конусов с общей вершиной – «конус Тиндаля»; его можно наблюдать в микроскоп при снятом окуляре. Обычно используется микроскоп с увеличением 300–500 и достаточной светосилой окуляра; для повышения разрешающей способности применяется «метод иммерсии» – между фронтальной линзой объектива и верхним окошком кюветы вводится иммерсионная жидкость. Как и во всех других методах исследования, основанных на рассеянии света, особое внимание следует обращать на чистоту кюветы, поскольку наличие мельчайших пузырьков воздуха может создать «паразитное» рассеяние, полностью маскирующее дифракционную картину коллоидных частиц.

Наиболее точное определение размеров частиц возможно при исследовании монодисперсных зольей (например, благородных металлов). Масса отдельной частицы

$$m = \frac{c}{\rho} = \frac{cV}{n}, \quad (3.22)$$

где  $c$  – концентрация раствора, т. е. общая масса взвешенного вещества в единице объема раствора;  $\rho = \frac{n}{V}$  – число частиц в единице объема;  $n$  – общее число частиц;  $V$  – объем раствора. Если упомянутые выше «мигания» в поле зрения не наблюдаются, то форму частиц можно считать близкой к сферической с радиусом  $r$ , так что  $m = \frac{4}{3}\pi r^3 d$ , где  $d$  – плотность материала частиц (т. е. считается, что это плотность вещества частиц, которая не изменяется при измельчении). Тогда для определения размера частиц имеем формулу:

$$r = \sqrt[3]{\frac{3cV}{4\pi nd}} \approx 0,619 \sqrt[3]{\frac{cV}{nd}}. \quad (3.23)$$

Определение размера коллоидных частиц методом ультрамикроскопии сводится к подсчету числа частиц в заданном объеме  $V$ . Это осуществляется с помощью окулярной сетки, которая видна в поле зрения вместе с конусом Тиндаля; сторона сетки измеряется объектмикрометром. Подсчитывается число частиц наблюдаемых в одном-двух квадратах сетки, так что в поле зрения одновременно находится не более 5–6 частиц, а затем определяется полное число частиц в объеме раствора. «Глубина» поля зрения должна быть достаточной для наблюдения частиц во всей толщине исследуемого раствора. Если в среде находятся частицы различных размеров, то в результате такого исследования можно определить только некоторое его усредненное значение ( $\bar{r}$ ).

Кроме щелевого ультрамикроскопа, применяют и другие типы приборов; например, при специальной конструкции осветителя (с использованием так называемого «кардиоидконвенсора») наблюдения часто ведутся на темном фоне, толщина кюветы составляет 1–2 мкм. Существуют также различные варианты ультрамикроскопического метода, например, метод Зигмонди. Диафрагма с двумя щелями, помещаемая на пути лучей от наблюдаемых субмикроскопических частиц в объектив микроскопа, создает в поле зрения дифракционную картину, в которой частицы представляются в виде светлых полосок, параллельных линий, содержащих щели, и испещренных максимумами и минимумами дифракции. Изменяя расстояния между щелями, можно добиться исчезновения дифракционных максимумов и таким образом определить размер частицы. Поворачивая диафрагму, можно обследовать размеры частиц во всевозможных направлениях. Этот метод аналогичен описанному выше, в гл. 2, способу определения малых угловых расстояний между звездами и угловых диаметров удаленных звезд.

Описанное выше явление комбинационного рассеяния света также нашло практическое применение для целей анализа состава вещества. В основе этого лежит определенная зависимость интенсивности линий комбинационного рассеяния – «спутников» – от концентрации рассеивающих свет частиц. Во многих случаях эта зависимость оказывается линейной:

$$I_p = kn, \quad (3.24)$$

причем коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от рода молекул. На этом основаны методы количественного «спектрокомбинационного» анализа сложных смесей. Наряду со многими достоинствами по сравнению, например, с эмиссионным и абсорбционным анализом, этим методам свойственны и определенные специфические трудности. Эти трудности обусловлены, главным образом, крайне малой интенсивностью комбинационных «спутников», вследствие чего при проведении исследований необходимо устранить все побочные явления, оказывающие маскирующее действие, в частности, непрерывный фон от источника «возбуждающего» света, паразитное рассеяние света в приборе и т. п. Некоторые вещества вообще не обнаруживают комбинационные линии; к ним относятся, например, растворы кристаллических веществ с ионной связью ( $NaCl$ ,  $KCl$  и т. д.) Ввиду малой интенсивности

комбинационного рассеяния метод спектрокомбинационного анализа существенно уступает эмиссионному анализу (см. гл. 5). Поэтому при осуществлении метода на практике используется довольно сложная экспериментальная техника. Тем не менее, он нашел достаточно широкое применение для анализа бинарных (двухкомпонентных) и многокомпонентных смесей.

При отсутствии эталонных растворов спектры комбинационного рассеяния чистых веществ  $A$  и  $B$ , входящих в состав исследуемой смеси, фотографируют на одной и той же фотопластинке в строго контролируемых условиях эксперимента. Затем определяется отношение интенсивностей двух выбранных комбинационных линий при известном отношении числа молекул этих веществ в единице объема ( $I_A/I_B$ ) и при искомой концентрации смеси ( $I_A^*/I_B^*$ ). Если для чистых веществ концентрации равны  $N_A$  и  $N_B$ , а для исследуемой смеси –  $N_A^*$  и  $N_B^*$ , соответственно, то, согласно основной формуле (3.24) можно написать:

$$\frac{I_A^*}{I_B^*} = \frac{K_A}{K_B} \cdot \frac{N_A^*}{N_B^*} = K \frac{N_A^*}{N_B^*}, \quad \frac{I_A}{I_B} = \frac{K_A}{K_B} \cdot \frac{N_A}{N_B} = K \frac{N_A}{N_B}, \quad (3.25)$$

где  $K_A$ ,  $K_B$ ,  $K$  – постоянные величины.

Отсюда для искомой концентрации имеем:

$$\frac{N_A^*}{N_B^*} = \frac{1}{K} \cdot \frac{I_A^*}{I_B^*} = \frac{N_A}{N_B} \cdot \left( \frac{I_A^*}{I_B^*} : \frac{I_A}{I_B} \right). \quad (3.26)$$

В случае многокомпонентной смеси аналогичные операции проводятся попарно для составных частей  $A$  и  $B$ ,  $B$  и  $C$  и т. д. Естественно, что точные результаты при таком анализе получаются лишь в том случае, если компоненты смеси не вступают в химическое взаимодействие, или же это взаимодействие не сказывается заметным образом на характере колебательного движения молекул.

Если имеется возможность приготовить несколько эталонных растворов с известным относительным содержанием компонентов  $A$  и  $B$ , то измеряется отношение  $\frac{I_A}{I_B}$  для соответствующей пары линий в каждом эталонном растворе и

строится градуированный график зависимости  $\frac{N_A}{N_B} \left( \frac{I_A}{I_B} \right)$ . Далее определяется

величина  $\frac{I_A^*}{I_B^*}$  для исследуемой смеси и определяется неизвестная величина  $\frac{N_A^*}{N_B^*}$  с

помощью градуировочного графика. Такой метод используется, в частности, в тех случаях, когда линейный закон (3.24) существенно нарушается; это почти всегда имеет место, например, при наличии полярных молекул или водородных связей в смеси. Применяется так же метод «внутренних» эталонов, при котором готовят несколько эталонных смесей веществ  $A$  и  $B$  и добавляют к ним одинаковое количество «присадки»  $C$ . Выбрав наиболее удобные для измерения комбинационные линии веществ  $A$ ,  $B$  и  $C$ , для каждой эталонной смеси определяют величины  $\frac{I_A}{I_C}$  и  $\frac{I_B}{I_C}$  и строят градуировочные графики

зависимостей  $\frac{I_A}{I_C}$  и  $\frac{I_B}{I_C}$  от отношений  $\frac{N_A}{N_C}$  и  $\frac{N_B}{N_C}$ , соответственно. Далее

фотографируют спектр исследуемой смеси веществ  $A$  и  $B$  с добавлением того же самого количества присадки, что и в эталонных растворах, и измеряют  $\frac{I_A^*}{I_C^*}$  и  $\frac{I_B^*}{I_C^*}$ . Затем концентрации  $\frac{N_A^*}{N_C^*}$  и  $\frac{N_B^*}{N_C^*}$  определяют по градуировочным графикам. В качестве присадки – «внутреннего эталона» – выбирают химически малоактивные вещества –  $CCl_4$ , циклогексен и т. п.

Отношение интенсивностей комбинационных линий при фотографической регистрации спектров определяется методом фотометрирования пластинки (см. гл. 5). Однако точность этого метода, в общем, невысока. Значительными преимуществами обладает фотоэлектрический метод регистрации спектров комбинационного рассеяния с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Сигнал от ФЭУ поступает на записывающий прибор и получается спектрограмма, на которой видны линии комбинационного рассеяния на фоне непрерывного спектра источника «возбуждающего» света («нулевой линии»).

В дифференциальных схемах сравнение измеренных интенсивностей комбинационных линий осуществляется методом нульгальванометра (см. выше).

При наличии межмолекулярных взаимодействий в нем может измениться не только характер зависимости интенсивности линий комбинационного рассеяния от концентрации компонентов, но и положение этих линий в спектре. Этот эффект необходимо учитывать при практическом осуществлении спектрокомбинационного анализа.

Как уже упоминалось выше, исследование комбинационного рассеяния дает ценную информацию о внутреннем строении молекул, характере межатомных связей, энергетическом спектре колебательного движения в молекуле и т. д., особенно в сочетании с другими методами исследований. В частности, в спектрах комбинационного рассеяния наблюдаются так называемые «характеристические» частоты, соответствующие колебаниям определенных групп атомов и мало зависящие от химического состава соединений. Например, при наличии двойной связи  $C = C$  в комбинационном спектре наблюдается линия с длиной волны около 6 мкм; таким образом, по появлению в спектре определенной характеристической частоты «спутников» можно судить о наличии соответствующей группы атомов в соединении.

### 3.3 Дисперсия и поглощение света

При прохождении света через оптически однородную среду, помимо молекулярного рассеивания, происходит частичное поглощение световой энергии и «замедление» движения световых волн. Скорость перемещения поверхности равных фаз, называемых «фазовой скоростью» волны, определяется соотношением:

$$V_p = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (3.27)$$

В результате этого длина волны света в веществе «укорачивается» по сравнению с длиной волны  $\lambda_0$  в вакууме:

$$\lambda = \frac{c}{\nu n} \approx \frac{\lambda_0}{n}. \quad (3.28)$$

Показатель преломления  $n$  оказывается зависящим от частоты (или длины волны).

$$n = n(\nu) = n(\lambda). \quad (3.29)$$

Это явление называется дисперсией и присуще волнам любой природы, в том числе и электромагнитным (световым) волнам (зависимость  $n/\nu$  называется «кривой дисперсии»). В результате наличия дисперсии свет сложного состава, падая на границу между вакуумом и средой, разложится на составляющие с различными длинами волн. Поскольку углы преломления для этих составляющих также оказываются различными, часто «дисперсией» называют именно этот эффект. Явление «дисперсии» в этом значении слова часто наблюдается в природе и лежит в основе устройства многочисленных спектральных приборов, предназначенных для анализа света сложного состава.

Явление поглощения света проявляется в ослаблении его интенсивности при прохождении через слой вещества. Для плоской световой волны это ослабление происходит по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \cdot e^{-kd}, \quad (3.30)$$

где  $I_0$  – первоначальная интенсивность светового пучка,  $d$  – толщина поглощающего слоя вещества. Формула (3.30) выражает так называемый «закон Бугера» (иногда закон Бугера – Ламберта). Величина  $k$  называется «коэффициентом поглощения» вещества и зависит от частоты или длины волны света:

$$k = k(\nu) = k(\lambda). \quad (3.31)$$

Характер этой зависимости (спектра поглощения) для различных веществ существенно неодинаков. Для паров металлов при низком давлении спектр поглощения имеет особенно простой вид и состоит из узких «линий поглощения», соответствующих характерным «собственным частотам» для атомов данного материала. Эти линии соответствуют спектрам испускания атомов, которые будут подробно рассмотрены в главе 5. Для веществ в конденсированном состоянии, например, чистых жидкостей и растворов, наблюдаются более или менее широкие «полосы поглощения», в пределах которых коэффициент поглощения проходит через один или несколько максимумов. В случае растворов величина  $k$  оказывается приблизительно пропорциональной концентрации раствора  $c$  (при не слишком больших  $c$  закон «Беера»):

$$k(\nu) = A(\nu)C. \quad (3.32)$$

При этом «обобщённый закон Бугера» принимает вид:

$$I = I_0 \cdot e^{-Acd}, \quad (3.33)$$

Это соотношение используется для определения концентрации растворов с помощью фотометров различных конструкций (абсорбционный анализ, см. ниже). Наиболее обширную информацию дают спектры поглощения в инфракрасной области спектра, имеющие весьма характерный вид для различных веществ (см. гл. 5).

Явления дисперсии и поглощения имеют единую природу и объясняются взаимодействием световых волн с атомами (молекулами) вещества; поэтому оба явления находятся в тесной взаимосвязи. Это проявляется, например, при сопоставлении кривой дисперсии и спектра поглощения вещества. На рисунке 3.4 схематически представлены зависимости  $n(\nu)$  и  $k(\nu)$  при наличии нескольких полос поглощения при собственных частотах  $\nu_{01}$  и  $\nu_{02}$ .

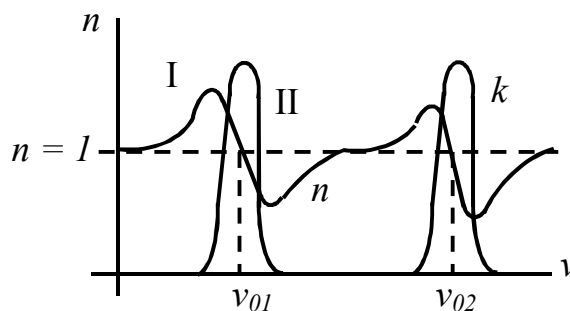


Рисунок 3.4

Коэффициент поглощения имеет более или менее узкие максимумы при этих частотах. На кривой показателя преломления  $n(\lambda)$  можно выделить характерные области (I и II), в которых показатель преломления возрастает (I) и убывает (II) с частотой. Они называются областями «нормальной» и «аномальной» дисперсии. Тесная взаимосвязь между явлениями дисперсии и поглощения заключается в том, что области аномальной дисперсии совпадают с полосами поглощения вещества. Вдали от полос поглощения показатель преломления имеет место нормальная дисперсия, причем зависимость  $n(\lambda)$  приближённо описывается формулой Коши:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots, \quad (3.34)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – константы, зависящие от рода вещества,  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме.

Основные закономерности описанных явлений объясняются на основе электромагнитной теории. Электрическое поле волны ( $\vec{E}$ ) взаимодействует с электронами, входящими в состав атомов и молекул, и вызывает их смещение из положения равновесия. При смещении электронов атом превращается в электрический диполь (см. т. II курса) с моментом  $p = er$ , где  $r$  – величина смещения электронов. Зная число атомов в единице объёма вещества ( $N$ ), можно вычислить полный дипольный момент, то есть величину вектора поляризации вещества  $P = Ner$ . Векторы электрического смещения  $\vec{D}$  и электрической напряжённости  $\vec{E}$  связаны известным соотношением:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + P, \quad (3.35)$$

откуда

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (3.36)$$

Показатель преломления  $n$  для немагнитной среды, согласно электромагнитной теории света, определяется как  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , так что можно записать:

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} = 1 + \frac{Ner}{\varepsilon_0 E}. \quad (3.37)$$

Далее необходимо связать величину смещения  $r$  под действием периодического внешнего поля световой волны:

$$E = E_0 \sin \omega t. \quad (3.38)$$

Это сводится к задаче о вынужденных колебаниях электронов в электрическом поле, причём учитываются, разумеется, только сравнительно слабо связанные в атоме внешние (или «оптические») электроны. Эти электроны удерживаются в положении равновесия «квазиупругой» силой, пропорциональной смещению  $r$ :

$$F = -br, \quad (3.39)$$

где  $b$  – константа, определяющая силу связи. Величине  $b$  соответствует «собственная частота» колебаний электрона с массой  $m$ :

$$\omega_0 = \sqrt{b/m}. \quad (3.40)$$

Действительно, как будет детально обсуждено в гл. 5, атомы испускают почти монохроматическое излучение с определенной частотой, что соответствует гармоническому характеру колебаний излучающих зарядов; в то же время гармонический осциллятор представляет собой систему, связанную квазиупругими силами. Такие представления лежат в основе «классической» электронной теории излучения; квантовая теория вносит существенные уточнения в эти представления (см. гл. 5), однако основные закономерности взаимодействия света с веществом достаточно полно описываются с помощью «классической» теории.

Помимо квазиупругой силы  $F$  на электрон, совершающий колебания, действует также «тормозящая» сила  $G$ , которую в первом приближении можно считать пропорциональной скорости движения электронов  $\frac{\partial r}{\partial t} = \dot{r}$ , как обычно принимается при рассмотрении «сил вязкости» (см. т. I):

$$G = -g\dot{r}, \quad (3.41)$$

где  $g$  – коэффициент сопротивления, зависящий от природы вещества.

В результате действия силы  $G$  колебания электрона являются затухающими, то есть не строго гармоническими. Однако при малой величине силы  $G$  можно принять, что она не вызывает существенного искажения характера колебаний электронов. Возникновение затухания обусловлено, прежде всего, излучением электромагнитной энергии электроном, в результате чего часть колебательной энергии переходит в световую энергию. Максимальное затухание имеет место в максимуме интенсивности излучения, то есть при собственной частоте колебаний  $\omega_0$ . Как будет видно из дальнейшего, именно в этом заключается объяснение связи между областью



аномальной дисперсии и полосой поглощения. Затухание электронных колебаний может быть обусловлено и другими причинами, рассмотрение которых выходит за рамки данной книги.

В поле световой волны на электрон действует еще и «вынуждающая» сила, которую в первом приближении можно положить равной:

$$S = eE = eE_0 \sin \omega t. \quad (3.42)$$

Это соотношение справедливо лишь для разреженных газов, в которых взаимодействием молекул можно пренебречь. При рассмотрении прохождения света через конденсированные вещества (жидкости, твёрдые тела) воздействие окружающих молекул приводит к изменению «вынуждающей» силы (см. ниже).

Итак, при рассмотрении явлений на основе «классической» электронной теории, в которой электрон подчинён законам классической механики, уравнение его движения, с учётом (3.39), (3.41), (3.42), можно записать в виде:

$$ma = m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r}. \quad (3.43)$$

Это обычное дифференциальное уравнение, описывающее вынужденные колебания (см. т. I и II). Его решение даёт величину смещения электронов  $r$ ; затем можно определить величину  $n^2 = \varepsilon$  по формуле (3.37).

Простое приближённое решение получается, если пренебречь затуханием колебаний, т. е. положить  $g = 0$ . Тогда уравнение (3.43) принимает вид:

$$r + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 \sin \omega t. \quad (3.44)$$

Решение имеет вид:

$$r = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t. \quad (3.45)$$

Подставляя в (3.37) получим:

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (3.46)$$

Эта формула хорошо передаёт ход дисперсии вдали от поля поглощения, т. е. в области нормальной дисперсии; однако в области аномальной дисперсии ( $\omega = \omega_0$ ) она даёт  $n = \pm\omega$ , что не имеет физического смысла. Это получается вследствие принятого допущения  $g = 0$  (см. ниже). Величина  $N$  фактически характеризует число «гармонических осцилляторов» в единице объёма вещества и может отличаться от фактического числа атомов в единице объёма  $N_0$ . Для учёта этого обстоятельства в классической электронной теории величина  $N$  представлена в виде:

$$N = fN_0, \quad (3.47)$$

где величина  $f$  называется «силой осциллятора» и определяется для данного сорта атомов экспериментальным путём. Если  $n$  мало отличается от 1, то вместо (3.46), с учётом (3.47), можно написать:

$$n = 1 + \frac{fN_0 e^2}{2\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (3.48)$$

Это выражение (формула Зельмейера) хорошо описывает кривую дисперсии, в частности, для паров натрия в видимой и ультрафиолетовой областях, за исключением участка, где расположен «жёлтый дуплет» линий натрия 569,0 – 569,6 нм.

Для описания кривой  $n(\omega)$  также и в области аномальной дисперсии необходимо решить уравнение (3.43) с учётом затухания электронных колебаний ( $g \neq 0$ ). Это решение имеет вид:

$$r = e^{\frac{\gamma}{2}} + (c_1 e^{i\omega_1 t} + c_2 e^{-i\omega_1 t}) + \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0 e^{i\omega_1 t}}{\omega_0^2 + \omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (3.49)$$

где

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}}, \quad \gamma = \frac{g}{m}. \quad (3.50)$$

Величина  $\omega_1$  определяет частоту затухающих колебаний, а  $\gamma$  есть «показатель поглощения», характеризующий быстроту убывания амплитуды колебаний ( $c_1$  и  $c_2$  – постоянные интегрирования). Первое слагаемое в (3.49) описывает, следовательно, «собственные колебания», затухающие со временем, а второе – вынужденные – не затухающие колебания. По истечении некоторого времени установления колебаний первым слагаемым можно пренебречь и положить:

$$r = \frac{e}{m} \cdot \frac{E_0 e^{i\omega_1 t}}{\omega_0^2 + \omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (3.51)$$

Определяя, далее, величину  $\varepsilon$ , как показано выше, получим:

$$\varepsilon = \tilde{n}^2 = 1 + \frac{N_0 e^2}{\varepsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)}. \quad (3.52)$$

Отсюда видно, что при учёте затухания диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и, следовательно, показатель преломления  $\tilde{n}$  становятся комплексными величинами. Поэтому удобно ввести обозначения:

$$\tilde{n} = n \cdot (1 - i\chi), \quad \varepsilon = n^2 (1 - i\chi)^2. \quad (3.53)$$

Разделяя действительную и мнимую части, приходим к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} n^2 (1 - \chi^2) &= 1 + \frac{N_0 e^2}{2\varepsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2) + \omega^2 \gamma^2]}, \\ 2n^2 \chi &= \frac{N_0 e^2}{2\varepsilon_0 m [(\omega_0^2 - \omega^2) + \omega^2 \gamma^2]}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Здесь  $n$  – действительная часть комплексного показателя поглощения – определяет фазовую скорость волны, как и раньше, а величина  $n\chi$  (или  $\chi$ ) дает меру поглощения световой энергии, т. е. скорость уменьшения амплитуды световых колебаний при прохождении слоя вещества  $d$ . В частности, для плоской волны имеет:

$$A = A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \chi d} = A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} n \chi d}. \quad (3.55)$$

Поскольку интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то мы приходим к обоснованию закона Бугера (3.30) для поглощения света, причём коэффициент поглощения света  $k$  выражается через  $n\chi$ :

$$k = \frac{4\pi}{\lambda_0} n\chi = \frac{4\pi}{\lambda_0} \chi, \quad (3.56)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме. Формулы (3.54) весьма точно описывают ход кривых дисперсий и поглощения для газов при низких давлениях.

Для описания процесса взаимодействия света с веществом в конденсированном состоянии (жидкости, твёрдые тела) необходимо, как уже упоминалось выше, учесть влияние окружающих атомов (молекул), которое проявляется в отличии поля световой волны  $\vec{E}$  от фактически действующего на колеблющийся электрон поля  $\vec{E}'$ . Соответствующая теория приводит к выводу, что в случае изотропного кубического кристалла (приблизённо для любой изотропной среды) на отдельный гармонический осциллятор действует «поле Лоренца»:

$$E' = E + \frac{P}{3\varepsilon_0}. \quad (3.57)$$

После решения уравнения (3.43) при  $g = 0$  с учётом (3.57) и соответствующих преобразований получится формула «Лоренца – Лоренца»:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{Ne^2}{3\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{fN_0 e^2}{3\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (3.58)$$

Для данного вещества и монохроматического света величины  $e$ ,  $m$ ,  $\omega_0$ ,  $f$  и  $\omega$  фиксированы, потому из формулы (3.58) следует:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{N_0} = \text{const} \quad (3.59)$$

или, учитывая, что  $N_0$  пропорциональна плотности вещества  $\rho$ ,

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const}. \quad (3.60)$$

Эта формула лежит в основе рефрактометрического анализа (см. ниже п. 3.6).

Как уже упоминалось выше, существенное уточнение механизма взаимодействия света с веществом даётся в квантовой теории дисперсии и поглощения. Согласно этой теории (подробнее см. гл. 5), частоты колебаний «осцилляторов» – атомных электронов – имеют определённые значения, связанные с уровнями атома. При переходе атома из вышележащего ( $n$ ) в нижележащее ( $m$ ) энергетическое состояние испускается «порция» – квант – излучения с частотой:

$$\nu_{mn} = \frac{E_n - E_m}{h}. \quad (3.61)$$

Напротив, при переходе из  $m$ -го состояния в  $n$ -е поглощается квант света с той же частотой  $\nu_{nm}$ . Понятию «силы осцилляторов»  $f$  в квантовой теории соответствует вероятность перехода атома  $A_{nm}$  из одного энергетического

состояния в другое. Кривые дисперсии и поглощения определяются всей совокупностью энергетических уровней атома вещества  $E_1, E_2, \dots, E_{m1} \dots E_n$ . Соответствующие расчёты приводят к выражениям, качественно сходным с приведенными выше «классическими» формулами, однако входящие в них величины приобретают вполне определённый физический смысл.

Характерными особенностями обладает взаимодействие света с металлами. Эти особенности обусловлены наличием в металлах свободных электронов; собственную частоту колебаний можно положить равной нулю. При  $\omega_0 = 0$  приведённые выше уравнения (3.54) дают:

$$n^2(1 - \chi^2) = 1 - \frac{N_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \left(\frac{g}{m}\right)^2}, \quad 2n^2\chi = \frac{N_0 e^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{\frac{g}{m}}{\omega \left[\omega^2 + \left(\frac{g}{m}\right)^2\right]}. \quad (3.62)$$

Эти формулы хорошо описывают дисперсию и поглощение в металлах в инфракрасной области спектра, т. е. при низких частотах. В видимой и ультрафиолетовой областях сказывается наличие связанных электронов в атомах, имеющих собственные частоты  $\omega_x$ . Поэтому в формулах (3.62) следует добавить слагаемые, формально сходные с входящими в (3.54); этим достигается существенное улучшение согласия теоретических формул с экспериментальными данными. Наличие высокой концентрации свободных электронов, взаимодействующих с ионами кристаллической решётки металла, приводит к сильному поглощению света в металлах, причём световая энергия переходит в тепловую. Поэтому металлы являются непрозрачными даже в очень тонких слоях; коэффициент поглощения  $k$ , входящий в закон Бугера, достигает значений порядка  $10^4$ – $10^5$  см<sup>-1</sup>. Кроме того, вторичные волны, испускаемые при вынужденных колебаниях свободных электронов, образуют интенсивную отражённую волну; доля отражённой световой энергии – «коэффициент отражения» – достигает 95 % и выше, что проявляется в наличии характерного «металлического блеска». Поскольку свободные электроны обуславливают высокую электропроводность металлов, то их оптические и электрические свойства оказываются тесно взаимосвязанными. «Идеальный» проводник, в котором отсутствуют тепловые потери согласно закону Джоуля – Ленца, должен полностью отражать всю падающую на него световую энергию. К этому пределу приближаются, например, тонкие серебряные плитки с коэффициентом отражения более 99 %. Чем выше электропроводность, тем больше и коэффициент отражения металла.

Как уже упоминалось выше, при высоких частотах сказывается наличие в металле связанных электронов с определёнными собственными частотами колебаний. Это проявляется, в частности, в появлении областей повышенной прозрачности и плохого отражения для ряда металлов в ультрафиолетовой части спектра; например, для серебра при  $\lambda = 316$  нм коэффициент отражения падает примерно до 4 %, что соответствует отражению от стекла в видимой области. Это обстоятельство необходимо учитывать на практике при конструировании оптических приборов.

Важнейшими «металлооптическими» характеристиками являются указанные выше действительная ( $n$ ) и мнимая ( $n\chi$ ) части комплексного преломления; коэффициент поглощения света в металле связан с величиной их соотношений (3.56). В видимой области спектра величина  $n\chi$  для большинства металлов находится в пределах 1,5–5. В инфракрасной области  $n\chi$  возрастает; например, при  $\lambda = 6$  мкм для серебра  $n\chi \approx 40$  и продолжает расти с увеличением  $\lambda$ . Электрические характеристики металла – вещественная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  и удельная проводимость  $\sigma$  – связаны с  $n$  и  $n\chi$  соотношениями:

$$n^2(1 - \chi^2) = \varepsilon, n^2\chi = \frac{4\pi\varepsilon_0\sigma}{\nu}. \quad (3.63)$$

Для определения величин  $n$  и  $n\chi$  существует ряд экспериментальных методов (например, исследование отражения поляризованных лучей от металла – «эллипсометрия»). Эти методы описаны в специальной литературе.

При прохождении через вещество рентгеновских лучей, длина волны которых очень мала (порядка  $10^{-9}$  м), имеет место условие  $\omega \gg \omega_0$ . Поэтому, с учётом малой величины затухания рентгеновских лучей в большинстве веществ ( $q = 0$ ), можно записать уравнение для кривой дисперсии в простом виде:

$$n^2 = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega^2}, \quad (3.64)$$

поскольку  $n$  мало отличается от 1, то приближённо можно написать:

$$n \approx 1 - \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m \omega^2}. \quad (3.65)$$

Например, для стекла при  $\lambda = 10^{-10}$  м  $n = 0,999\,999\,9$ . Поскольку  $n < 1$ , то на границе воздух – стекло имеет место полное внутреннее отражение. На этом основан метод точного измерения показателя преломления рентгеновских лучей.

Описанные выше явления дисперсии и поглощения света в веществе часто наблюдаются в природе и лежат в основе многих оптических приборов и устройств. В частности, применение дисперсии в призмных спектральных приборах будет описано ниже, в п. 3.4. Исследования дисперсии света в различных материалах даёт также ценную научную информацию о молекулярной структуре вещества, особенно в сочетании с измерениями поглощения света в веществе. Широкое применение в технике и научных исследованиях получил абсорбционный спектральный анализ, основанный на измерении спектров поглощения. Методы абсорбционного анализа будут рассмотрены в п. 3.5.

### 3.4 Призмные спектральные приборы

Наиболее важным практическим применением явления дисперсии света следует считать его использование в призмных приборах, которые служат для анализа света сложного спектрального состава. Как будет показано в гл. 5, такой анализ имеет важнейшее научное и практическое значение, давая

информацию о строении атомов и молекул, элементном составе вещества и его состоянии и т. д. («спектральный анализ»).

Существующие спектральные приборы чрезвычайно разнообразны по принципу действия и конструктивному исполнению. Наиболее широко распространены приборы с «пространственным разложением» сложного света на составляющие с различными частотами. Обобщённая оптическая схема такого прибора представлена на рисунке 3.5.

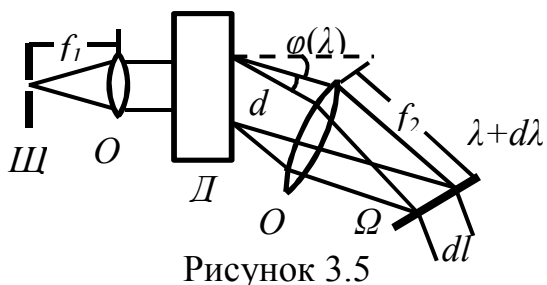


Рисунок 3.5

Источником света служит ярко освещённая входная щель  $Ш_1$ , на которую направляется свет исследуемого спектрального состава с помощью одной или нескольких осветительных линз. Пучок света от щели превращается в параллельный с помощью «объектива коллиматора»  $O_1$  и поступает на

«диспергирующий элемент»  $Д$ , из которого выходит система параллельных пучков под различными углами  $\varphi(\lambda)$ , зависящими от длины волны. Эти пучки собираются «объективом камеры»  $O_2$  в различных местах его фокальной плоскости и образуют там изображение щели в разных длинах волн. Эти изображения составляют совокупность «спектральных линий», т. е. «пространственный спектр» излучения.

Существуют также спектральные приборы с амплитудной модуляцией, в которых осуществляется изменение интенсивности света в заданном направлении в зависимости от длины волны путём использования интерференционных эффектов, а также приборы с частотной модуляцией или «фурье-спектрометры», в которых приёмник регистрирует колебания различных частот, зависящих от длины волны анализируемого излучения. В качестве таких приборов, на которых мы подробно останавливаться не будем, используются интерферометры различных типов (например, интерферометр Майкельсона). Идея их применения для анализа спектров была изложена в гл. 2.

Диспергирующими элементами в схеме 3.5 обычно служат специальные преломляющие призмы — «спектральные призмы» — или дифракционные решётки, действие которых было подробно описано выше.

Наиболее часто используются составные призмы, специально рассчитанные на режим «постоянного отклонения»; в соответствующих спектральных приборах коллиматор и камера ориентированы под  $90^\circ$  друг к другу. В качестве примера на рисунке 3.6 показана оптическая схема широко распространённого оптического спектрографа ИСП-51 с «призмой Аббе» постоянного отклонения ПА и двумя дополнительными призмами  $П_1$  и  $П_2$ , предназначенного для работы в видимой области спектра. В ультрафиолетовой области используется, например, спектрометр ИСП-28 с кварцевой «призмой Корнго», составленной из двух тридцатиградусных призм из право- и левовращающего кварца (их оптическая ось параллельна основанию призмы).

Расчёт составной спектральной призмы сводится к определению хода монохроматического луча в главном сечении призмы, т. е. в плоскости, перпендикулярной преломляющим рёбрам призмы. Для этой цели составляется и решается система уравнений, включающая выражения для закона преломления на каждой грани, выражения для углов отклонения при преломлении и формулы, связывающие углы падения и преломления луча внутри каждой призмы с её преломляющим углом (рис. 3.7).

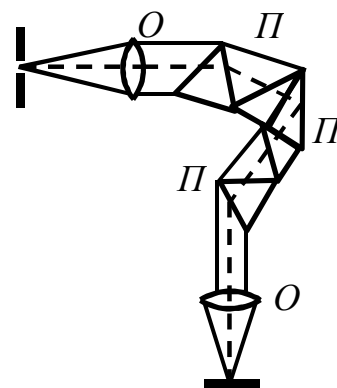


Рисунок 3.6

Например, для системы из трех призм с преломляющими углами  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  и ограниченной 4 гранями преломления света (рис. 3.7) получаются следующие уравнения указанные выше групп:

$$\left. \begin{aligned} n_0 \sin i_1 &= n_1 \sin i'_1, n_1 \sin i_2 = n_2 \sin i'_2, n_2 \sin i_3 = n_3 \sin i'_3, n_3 \sin i_4 = n_4 \sin i'_4 \\ \delta_1 &= -i_1 + i'_1, \quad \delta_2 = -i_2 + i'_2, \quad \delta_3 = -i_3 + i'_3, \quad \delta_4 = -i_4 + i'_4 \\ \alpha_1 &= -i'_1 + i_2, \quad \alpha_2 = -i'_2 + i_3, \quad \alpha_3 = -i'_3 + i_4 \end{aligned} \right\}, \quad (3.66)$$

где  $n_j$  – показатель преломления,  $\delta_j$  – угол отклонения в результате преломления каждой грани,  $i_j$  и  $i'_j$  – углы падения и преломления на каждой грани. Сумма всех  $\delta_j$  образует полный угол отклонения луча системой призм; его величина зависит от угла падения  $i_j$  луча на входную грань призмы и принимает минимальное значение при некотором луче  $i_l = i_{lm}$ . При этом  $\frac{d\delta}{di_l} = 0$ , для

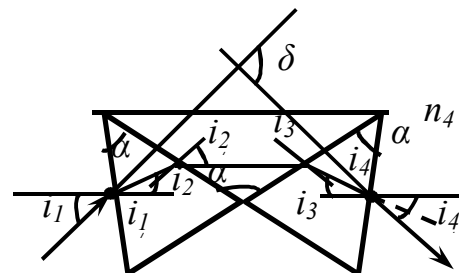


Рисунок 3.7

величины «углового увеличения» системы  $\omega_m = \frac{di'_4}{di_1}$  имеем:

$$\omega_m = \frac{n_0}{n_4} \cdot \frac{\cos i_1 \cos i_2 \cos i_3 \cos i_4}{\cos i'_1 \cos i'_2 \cos i'_3 \cos i'_4} = 1. \quad (3.67)$$

При других  $i_l$  угловое увеличение, которое в основном определяет ширину изображения входной щели в фокальной плоскости объектива камеры, существенно отличается от 1. В частности, в практически важном случае одной призмы в воздухе, когда  $n_0 = n_2 = 1$ ; для  $\omega_m$  имеем:

$$\omega_m = \frac{di'_2}{di_1} \cdot \frac{\cos i_1 \cos i_2}{\cos i'_1 \cos i'_2}. \quad (3.68)$$

При  $i_1 = \frac{\pi}{2}$   $\omega_0 = 0$ , т. е. на выходе получается «бесконечно широкий»

пучок; при некотором предельном угле  $i_{lmp}$  угол  $i'_2$  достигает  $\frac{\pi}{2}$ , тогда  $\omega_m$  обращается в  $\infty$ . При симметричном ходе луча через призму ( $i_l = i'_2$ ,  $i_1 = i_2 = \frac{\alpha_1}{2}$ )  $\omega_n = 1$ ,  $i_l = i_{lm}$ , т. е. имеет место режим минимального отклонения, как уже отмечалось в гл. 1. Величина  $\omega_m$  определяет отношение

ширин входящего в призму и выходящего из неё пучков ( $D_1$  и  $D_2$ , соответственно):

$$\omega_m = \frac{di_2'}{di_1} = \frac{D_1}{D_k}. \quad (3.69)$$

Для системы из произвольного числа призм с  $k$  преломляющими гранями для  $\omega_m$  имеем:

$$\omega_m = \frac{di_k}{di_1} = \frac{D_1}{D_k}. \quad (3.70)$$

В условиях минимума отклонения  $\frac{di_k'}{di_1} = 1$  и  $D_1 = D_k$ .

Если падающий луч не лежит в главном сечении призмы, то его отклонение зависит ещё и от угла между ним и его проекцией на главное сечение. Это приводит к искривлению спектральных линий, т. е. изображений входной щели в фокальной плоскости объектива камеры. Искажение линий возможно также в результате наличия оптических аберраций, в частности, астигматизма, возникающего при отклонении входящего луча от строгой параллельности, и других причин.

Действие спектральной призмы основано на наличии дисперсии материала призмы, которая количественно описывается величиной  $\frac{dn_i}{d\lambda}$  для каждой отдельной призмы. Для составной призмы с  $k$ -гранями вводится угловая дисперсия  $\frac{d\delta}{d\lambda}$ ; эта величина, например, для 3-призменной системы определяется выражением:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{dn_1}{d\lambda} \cdot \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \cdot \frac{\cos i_3 \cos i_4}{\cos i_3' \cos i_4'} + \frac{dn_2}{d\lambda} \cdot \frac{\sin \alpha_2}{\cos i_2' \cos i_3'} \cdot \frac{\cos i_4}{\cos i_4'} + \frac{dn_3}{d\lambda} \cdot \frac{\sin \alpha_3}{\cos i_3' \cos i_4'}. \quad (3.71)$$

Эта формула обобщается на случай любого числа граней системы. Важно, что дисперсия данной системы, вообще говоря, не аддитивна, т. е. не равна сумме дисперсий для отдельных частей системы. Такая аддитивность имеет место лишь для системы призм в воздухе, каждая из которых установлена на режим минимального отклонения. Для «одиночной призмы»:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i_1' \cos i_2'} \cdot \frac{dn_1}{d\lambda}. \quad (3.72)$$

Эта величина минимальна при некотором значении  $i_g > i_{lm}$ ; при  $i_l \rightarrow i_{lnp}$ ,  $\frac{d\delta}{d\lambda} \rightarrow \infty$ . В положении минимума отклонение  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  имеет конечное значение; при уменьшении  $i_l$  вплоть до  $i_{lnp}$  эта величина возрастает, однако при этом возрастает и ширина изображения щели, что, разумеется, нежелательно. Поэтому, используя систему из 2, 3 и более призм, рассчитывают её таким образом, что угловое увеличение было равно 1, а  $\frac{d\delta}{d\lambda}$  для всей системы была больше суммы дисперсий отдельных призм в минимуме отклонения. При



удачном выборе системы удастся повысить угловую дисперсию (по сравнению с «одиночной» призмой) в десятки раз.

Вопрос о разрешающей способности  $R$  спектральных приборов, в том числе и призмённых, был уже кратко рассмотрен выше. Величина  $R$  ограничивается дифракционными явлениями, имеющими место вследствие отражения светового пучка, входящего в призму. Характер этих явлений аналогичен случаю дифракции на прямоугольном отверстии, ширина которого равна ширине выходящего из призмы пучка  $D_2$ . Угловая ширина центрального дифракционного максимума равна  $di_2 \approx \frac{\lambda}{D_2}$  ( $D_2 \gg \lambda$ ).

Если в пучке содержится излучение с двумя близкими длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + d\lambda$ , то угловое расстояние между центральными дифракционными максимумами для этих длин волн равно  $d\delta = \frac{\sin \alpha_1}{\cos i'_1 \cos i'_2} \cdot \frac{dn_1}{d\lambda} = D_2 \frac{d\delta}{d\lambda}$  (см. формулу (3.72)). Согласно критерию разрешения Рэлея,  $d\delta = di'_2$ , откуда находим выражение для разрешающей силы призмённого спектрального прибора:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = D_2 \frac{\sin \alpha}{\cos i'_1 \cos i'_2} \cdot \frac{dn_1}{d\lambda} = D_2 \frac{d\delta}{d\lambda} \quad (3.73)$$

или

$$R = t \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.74)$$

где  $t$  — длина пути крайнего (ближайшего к основанию) луча в призме при условии, что входящий световой пучок полностью заполняет призму. Если же не заполняет призму целиком, то:

$$R = (t_2 - t_1) \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.75)$$

т. е. вместо  $t_2$  берётся разность длин путей крайних лучей в призме. Отсюда видно, что диафрагмирование светового пучка в призме отрицательно сказывается на разрешающей способности прибора. Для «заполненной» пучком призмы в режиме минимального отклонения  $i_l = i_{lm}$ ,  $D = D_0$ ,  $t = t_0$ , тогда

$$R = t_0 \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.76)$$

где  $t_0$  — длина основания призмы. Эта величина максимальна в режиме минимума отклонения, поскольку в других положениях  $t < t_0$ .

Помимо преломления, на всех гранях спектральной призмы имеют место также и отражение, что обуславливает потери интенсивности светового пучка. Ввиду большого количества отражающих граней в составных призмах потери на отражение весьма значительны. Детальные исследования показали, что для системы из трех призм с преломляющими углами  $60^\circ$  и  $n \approx 1,7$  потери на отражение находятся на приемлемом уровне (около 30 %) при достаточно высокой угловой дисперсии; это обстоятельство используется на практике при конструировании призмённых спектральных приборов. Помимо отражения, потери света в призме обуславливаются ещё и его неизбежным поглощением в

материале призмы. Согласно формуле (3.76), для повышения разрешающей силы прибора выгодно увеличивать размеры призмы; однако при этом резко возрастают технические трудности, связанные с точным изготовлением оптически однородного и прозрачного куска стекла. Поэтому в ряде приборов призмы и системы призм помещаются последовательно, что эквивалентно увеличению площади основания (рис. 3.6).

В карманных спектрометрах и других простых спектральных приборах, когда не требуется высокая разрешающая способность, используется «призма прямого видения», или призма Амит. Она склеивается из трёх призм (двух – из

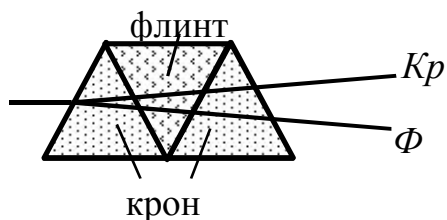


Рисунок 3.8

крона и одной – из флинта), как показано на рисунке 3.8. Причём материалы подобраны по параметрам дисперсии таким образом, что луч света какой-либо определённой длины волны проходит призму без отклонения; лучи других

длин волн (рис. 3.8) отклоняются и образуют спектр, расположенный по обе стороны от центрального луча. Искривление спектральных

линий может быть искривлено путём соответствующего выбора преломляющих углов.

Регистрация спектра, полученного в призмённом спектральном приборе, может быть осуществлена различными способами. В частности, при качественных исследованиях зачастую достаточно наблюдать спектр глазом; при таком визуальном способе прибор обычно снабжается окуляром, через который и рассматривается спектр. Такие спектральные приборы называются «спектроскопами». Значительно более широко распространены в лабораториях «спектрографы», в которых регистрация спектра осуществляется на фотопластинку. При этом степень почернения фотопластинки определённым образом связана с интенсивностью спектра, т. е. с освещаемостью изображения щели, которая определяется «светосилой» прибора. Таким образом, проведя измерение почернения пластинки в местах расположения спектральных линий, можно установить распределение интенсивности в спектре исследуемого источника; такая процедура называется «микрофотометрированием», а соответствующие приборы «микрофотометрами»; в современных приборах этого типа запись распределения интенсивности в спектре осуществляется автоматически. Полученные при этом результаты используются в количественном «эмиссионном спектральном анализе», как будет описано в гл. 5. Во многих случаях на практике достаточно лишь установить наличие примеси того или иного элемента в исследуемом образце, без определения его концентрации. В этом случае спектр фотографируется на пластинку при столь длительных выдержках (экспозициях), что позволяет выявить весьма слабые линии спектра. Эта «кумулятивная способность» фотопластинки обуславливает существенное преимущество фотографического метода регистрации, которое часто является решающим. Так обстоит дело, например, в астрофизике, где получение снимков спектров отдалённых небесных светил с большой

диспозицией позволяет, с одной стороны, выявить очень слабые источники излучения, а с другой стороны, точно исследовать их химический состав. Для проведения такого анализа необходимо вначале точно приписать каждой линии на фотопластинке определённую длину волны, а затем «идентифицировать» её, т. е. установить её принадлежность тому или иному атому. Для этой цели на фотопластинку вместе с исследуемым спектром обычно впечатывают «спектр сравнения» какого-либо вещества, который известен с высокой точностью (например, железа). Полученный снимок обрабатывают на специальных приборах – компараторах, позволяющих точно измерить расстояние от линии исследуемого спектра до ближайших линий известного спектра сравнения, после чего соответствующая длина волны для этой линии определяется путём интерполяции с очень высокой точностью. Далее принадлежность этой линии определённому атому устанавливается с помощью специальных таблиц. Некоторые дополнительные аспекты проведения качественного спектрального анализа будут рассмотрены в гл. 5. Значительное распространение получил также фотоэлектрический метод регистрации спектров. При этом вместо фотопластинки в фоновой плоскости объектива камеры устанавливается выходная щель, из которой выходит узкий пучок «мономатического» излучения (например, одной спектральной линии). Выходящий из монохроматора световой пучок можно наблюдать визуально или же направить на приёмник, преобразующий световой сигнал в электрический, который затем используется для управления устройством регистрации спектра. При наличии такой системы фотоэлектрической регистрации прибор становится «спектрометром». В качестве приёмников обычно используются фотоэлектрические умножители, обладающие очень высокой чувствительностью, особенно в синей и фиолетовой областях спектра. Фотометрическая регистрация обладает тем преимуществом перед фотографической, которое позволяет автоматизировать процесс записи спектра и исключить длительные и трудоёмкие манипуляции, связанные с обработкой фотоматериалов. Однако, как указывалось выше, фотографический метод является незаменимым в ряде ситуаций. Таким образом, единого универсального способа регистрации не существует – все способы дополняют друг друга и выбираются в зависимости от конкретной задачи исследования.

Заметим ещё, что исследуемый источник света может обладать «сплошным» спектром, т. е. непрерывным набором частот излучения. В этом случае спектральный прибор также зафиксирует непрерывное распределение освещённости в фоновой плоскости объектива камеры, с плавным переходом от одних длин волн к другим. Освещённость непрерывного спектра возрастает с увеличением ширины входной щели, что может быть использовано на практике (освещённость «линейчатого» спектра зависит от ширины щели сложным образом).

### 3.5 Абсорбционный анализ

Наиболее важным практическим применением эффекта поглощения света в веществе является «абсорбционный анализ» – определение химического состава и молекулярного строения вещества по характеристикам поглощения света. В основе количественных методов абсорбционного анализа лежит применение закона Бугера – Ламберта (или закона Бера для поглощения света в растворах). Коэффициент поглощения, входящий в этот закон зависит от частоты (или длины волны) проходящего через вещество света, и может быть найден путем измерения интенсивностей падающего ( $I_0$ ) и прошедшего ( $I$ ) светового пучка. В эксперименте обычно регистрируется «оптическая плотность» слоя вещества

$$D = \ln I_0/I. \quad (3.77)$$

Например, для раствора, помещенного в кювету длиной  $\lambda$ , и имеющего концентрацию поглощающего вещества  $c$ , оптическая плотность равна:

$$D = K_\nu C d. \quad (3.78)$$

Зависимость  $K(\nu)$  или  $K(\lambda)$  называется «спектром поглощения» вещества. При экспериментальном определении спектра поглощения используются описанные выше методы спектрального разложения излучения; некоторые детали практического осуществления абсорбционного анализа будут рассмотрены в гл. 5.

Возможность осуществления точного количественного анализа по спектру поглощения основана на том, что спектр поглощения – индивидуальное и характерное свойство атомов или молекул (в растворах). Вид спектра поглощения связан также с химической структурой вещества, величиной внутренних молекулярных полей, характером движения носителей заряда в металлах и полупроводниках. Отсюда видно насколько богатую информацию, ценную для науки и практики, дает абсорбционный анализ. В ряде случаев он позволяет определить вещество в количестве до  $10^{-9}$  г, а примесь в концентрации  $10^{-4}$ – $10^{-6}$  %. Точность атомного абсорбционного анализа может быть доведена до  $10^{-11}$ , причем для проведения анализа требуется всего несколько мкг вещества. Чувствительность анализа значительно превосходит возможности традиционных методов аналитической химии, а его абсолютная точность, как правило, не ниже. Все это обусловило широкое применение методов абсорбционного анализа в заводских и научно-исследовательских лабораториях, решающих разные аналитические задачи.

Спектры поглощения атомарных газов и паров при пониженных давлениях имеют вид узких «линий поглощения» – спектральных интервалов, в которых  $K_\nu$  принимает определенные значения; между этими линиями коэффициент поглощения очень мал.

Такой характер спектра связан с энергетической схемой уровней данного изолированного атома, который будет рассматриваться в гл. 5. При осуществлении «атомного» спектрального анализа в качестве источника света

берется газоразрядная трубка, дающая яркие и узкие спектральные линии. Такой свет пропускается через пламя горелки, в которое вводится «проба» исследуемого вещества (обычно в виде аэрозоли); горелка может быть заменена вакуумной или графитовой печью, в которую помещается твердый образец. В горелке или печи происходят испарения и «атомизация» исследуемого вещества пробы.

Свет, прошедший через анализируемые пары, регистрируется спектральным прибором с фотоэлектрическим приемником, и измеряется оптическая плотность, после чего по известному коэффициенту поглощения для данного спектрального интервала определяется концентрация пробы. Путем рационального выбора источника излучения, типа спектрального прибора и способа регистрации можно достигнуть указанной выше большой чувствительности абсорбционного анализа.

Изолированные молекулы дают так называемый «полосатый» спектр поглощения, состоящий из множества близкорасположенных линий поглощения; это объясняется наличием в молекуле, в отличие от атома, трех видов движения – электронного, колебательного и вращательного (см. гл. 5). Индивидуальность молекулярного спектра поглощения позволяет использовать его для установленных компонентов, входящих в состав смеси, и определения их концентраций (качественный и количественный анализ). Существенно, что в абсорбционном анализе сами молекулы не подвергаются возбуждению, как при наблюдении спектров излучения; многие молекулы при интенсивном внешнем воздействии (нагревании, электронной бомбардировке и т. д.) разрушаются (диссоциируют на атомы), что затрудняет анализ по спектрам излучения («эмиссионный анализ»). Таким образом, абсорбционный молекулярный анализ является по существу «методом неразрушающего контроля» состава сложной смеси (или раствора), что и определяет его научно-практическую ценность.

Как правило, спектр поглощения смеси образуется аддитивным образом из спектров отдельных компонентов. Поэтому при известных спектрах компонентов анализ, в принципе, осуществляется просто: по наличию тех или иных линий можно судить о присутствии компонента в смеси, а по «интенсивности» линий, то есть по «пиковому» значению количество его концентрации в смеси. В ряде случаев сильное межмолекулярное взаимодействие может, однако, существенно исказить вид спектра смеси; в этих случаях необходимо применять определенные меры предосторожности во избежание получения ошибочных результатов.

Наибольшее распространение в практике получил абсорбционный молекулярный анализ в инфракрасной области спектра. В этой области находятся характерные частоты колебаний большинства молекул, и исследование соответствующих спектров дает весьма обширную информацию о спектре и физических свойствах молекул. Анализ в инфракрасной области спектра осуществляется сравнительно просто и отличается «универсальностью»; он может применяться для исследования веществ в любом агрегатном состоянии (без нарушения параметров состояния),

окрашенных и люминисцирующих. Для анализа требуются очень небольшие количества вещества – 10 мг. Поскольку энергия кванта инфракрасного излучения невелика, то данным методом можно исследовать нестойкие химические соединения.

Практическое осуществление анализа в инфракрасной области спектра в принципе аналогично методике работы в других областях. Однако аппаратура для работы в этой области обладает некоторыми особенностями. Источниками измерения обычно служат тепловые источники – «штифты» (Глобала, Нериста и др.), нагреваемые электрическим током. Дисперсия оптических стекол удовлетворительна лишь в ближней инфракрасной области, поэтому призменные спектральные приборы обычно применяются до 20–25 мкм (редко до 50 мкм). Материалом для призм при этом служат щелочногаллоидные кристаллы, эти материалы обычно гигроскопичны, что вызывает необходимость осуществления некоторых защитных мероприятий. В далекой инфракрасной области (до 2000 мкм) используются только дифракционные решетки специальных типов (эшелеты). В последнее время для исследования инфракрасных спектров поглощения все чаще используются «интерференционные спектрометры», в частности, двухлучевые интерферометры (например, Майкельсона). Инфракрасные спектры поглощения можно исследовать в поляризованном свете; при этом в качестве поляризационных обычно применяют пластинки из селена или хлористого серебра. Для регистрации спектров используются «селективные» приемники инфракрасного излучения – фотопластинки, фотоэлементы, фотосопротивления (в ряде случаев применения инфракрасного излучения используются «неселективные» – тепловые приемники, регистрирующие только интегральное излучение). В настоящее время техника проведения абсорбционного анализа в инфракрасной области спектра разработана весьма детально.

Спектры поглощения молекулярных газов в инфракрасной области обнаруживают характерную «колебательно-вращательную» структуру, природа которой будет рассмотрена в гл. 5. Спектр инфракрасного поглощения жидкостей содержит различное число участков непрерывного поглощения – полос шириной до  $20\text{ см}^{-1}$  (в области длиной волн 2,5–15 мкм). Аналогичный вид имеет спектр поглощения иных твердых тел, причем ширина полос в них обычно меньше, чем в жидкостях. Для сравнительно простых молекул интерпретация спектра поглощения обычно не вызывает принципиальных затруднений; с увеличением числа атомов в молекуле ее спектр поглощения резко усложняется, и его интерпретация становится весьма затрудненной. В таких случаях метод инфракрасного поглощения обычно дополняется другим видом анализа (см. ниже). Инфракрасные спектры поглощения чаще всего используют на практике для качественного анализа жидких (иногда газовых) смесей. Для проведения качественного анализа, который часто усложняется из-за существенных отступлений от закона Бееера, используют градуированные графики оптической плотности от концентрации  $D(c)$ , построенные по эталонным смесям с известной концентрацией. Успешно используются

инфракрасные поглощения для анализа смесей, содержащих «изомеры» – молекулы одного и того же атомного состава, различающиеся порядком расположения атомных связей и взаимным расположением атомов или атомных групп в пространстве (например, этиловый спирт  $CH_3CH_2OH$  и диметиловый эфир  $CH_3OCH_3$  (общий состав  $C_2H_6O$ ). Такие молекулы из-за различия свойства симметрии имеют существенно различающиеся спектры поглощения. Инфракрасные спектры используются для изучения свойств полупроводниковых материалов, полимеров и процессов полимеризации исследования биологических объектов и т. д. С помощью специальных быстродействующих спектрометров исследуется кинетика быстродействующих химических реакций. Изучение изменений инфракрасных спектров при изменении агрегатного состояния, при растворении вещества, изменении его температуры и давления дает обширную информацию о характере и интенсивности межмолекулярных взаимодействий определяющих свойства чистых смесей и растворов.

Инфракрасная спектроскопия успешно дополняется анализом по спектрам комбинационного рассеяния. Это явление было детально описано выше. Отметим здесь, что, несмотря на сравнительно большую сложность практической реализации метода, он применяется сравнительно часто, например, при исследовании нефлюоресцирующих прозрачных жидкостей, окрашенных веществ, порошков, стекол и т. д. Для проведения анализа необходимы сравнительно большие пробы вещества, специальные источники света, тщательно очищенные препараты.

Исследование молекулярных спектров поглощения осуществляется также в видимой и ультразвуковой областях, где расположены частоты электронных переходов в молекулах. Ультрафиолетовые спектры поглощения обычно исследуются для жидкостей, причем чувствительность анализа здесь выше, чем в инфракрасной области. Однако энергия ультрафиолетового кванта уже сравнительно велика, поэтому нестойкие соединения могут быть при этом разрушены. Кроме того, электронные спектры поглощения обычно имеют вид широких, зачастую перекрывающихся полос, что затрудняет проведение абсорбционного анализа в этой области.

В спектрах поглощения кристаллических веществ наблюдаются дополнительные характерные линии и полосы поглощения, обусловленные процессами возбуждения в кристаллической решетке. Рассмотрение этих весьма сложных явлений дает квантовая теория твердого тела. Металлы характеризуются сильным и сравнительно мало селективным поглощением почти во всем оптическом диапазоне – коэффициент поглощения составляет  $10^5$ – $10^6$  см<sup>-1</sup> в области 200–700 нм. Это обусловлено наличием в них свободных электронов, интенсивно взаимодействующих с полем световой волны, в результате чего большая часть света отражается от металла, а оставшая часть поглощается в тонком приповерхностном слое. В далекой ультрафиолетовой области поглощения в металлах резко падает, а затем вновь возрастает. Полупроводники обнаруживают хорошую оптическую прозрачность в далекой

инфракрасной области; граница поглощения обычно располагается в ближней инфракрасной области. Все эти особенности характера поглощения объясняются зонной теорией твердых тел, элементы которых были изложены в т. 2 (см. ниже гл. 5).

Заметим еще, что анализ методом поглощения возможен и в рентгеновской области спектра. Он обладает сравнительно невысокой чувствительностью, однако в некоторых случаях успешно применяется, в частности, для определения содержания тяжелых элементов в смеси с легким (например, *S* и *Pb* в нефти и бензине). При этом используется излучение с непрерывным рентгеновским спектром. Его пропускают через исследуемый и эталонный образец и сравнивают ослабление рентгеновского пучка в обоих случаях с помощью рентгеновского фотометра. Таким образом, абсорбционный анализ может осуществляться практически во всем оптическом диапазоне и выбор спектральной области определяется конкретными задачами исследования.

### 3.6 Рефрактометрический анализ

Возможность точного определения показателей преломления различных веществ с помощью интерференционных приборов обусловила появление специальной области прикладной оптики – рефрактометрии, в которой рассматриваются вопросы связи показателя преломления с атомно-молекулярной структурой вещества и на этой основе разрабатываются методы экспериментального исследования этой структуры методами «рефрактометрического анализа». Рассмотрим некоторые основные теоретические положения рефрактометрии. В теории дисперсии света была выведена формула Лоренца – Лоренца (см. выше), связывающая показатель преломления вещества с числом атомов (молекул) в единице объема, которое, в свою очередь, пропорционально плотности вещества  $\rho$ , а также с частотами собственных колебаний  $\omega_0$ , электронов вещества и частотой  $\omega$ , проходящей световой волны. Поскольку эти частоты для заданного рода вещества и длины световой волны неизменны, то формулу Лоренца – Лоренца удобно переписать в виде:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} = nr. \quad (3.79)$$

Закономерность выражения этой формулой зачастую выполняется весьма точно. Например, для воздуха в интервале плотностей 1–180 величина  $r$  остается неизменной с точностью до 0,25 %. Нередко эта величина мало изменяется даже при переходе вещества в другое агрегатное состояние; например, переходе кислорода из газообразного в жидкое состояние, плотность изменяется в 800 раз, а при конденсации паров в 1 200 раз, а величина  $r$  в обоих случаях изменяется не более чем на 2–3 %. Таким образом, величина  $r$  является молекулярной константой (при заданной длине световой волны) вещества и называется его удельной рефракцией. Из формулы Лоренца – Лоренца видно,



что при низких частотах (в длинноволновой области) рефракция мало зависит и от длины волны света.

Наряду с величиной  $r$  (3.29), используется также молекулярная рефракция:

$$r_m = \frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} \cdot \frac{M}{\rho} \quad (3.80)$$

и атомная рефракция:

$$r_a = \frac{n^2 - 1}{n^2 - 2} \cdot \frac{A}{\rho}, \quad (3.81)$$

где  $M$  и  $A$  – молекулярная и атомная массы вещества, соответственно.

В практике встречаются многочисленные случаи отступления от формулы Лоренца – Лоренца. Это обусловлено идеализацией реальной картины межмолекулярных взаимодействий при выводе этой формулы (в частности, выражения для «поля Лоренца», действующего на молекулу газа или жидкости со стороны окружающих молекул, справедливо, вообще говоря, только для изотропного кубического кристалла). Тем не менее, эта формула используется в рефрактометрии и дает полезные практические результаты. Рефрактометрический анализ структуры молекулярных соединений и растворов основан на «аддитивности» величин рефракции для сложных веществ. В частности, рефракция многокомпонентного раствора приближено равна сумме рефракций его компонентов, а рефракция молекулы равна сумме рефракций атомов (или ионов), входящих в его состав. При этом для гомеополярных молекул (с ковалентными связями), в отличие от ионных, на величину рефракции атома сильно влияет характер его связи с другими атомами, в частности, кратность связи. Например, атомная рефракция углерода зависит от того, какими связями – простыми, двойными или тройными – он связан со своими соседями в молекуле. Это естественным образом объясняется связью между величиной рефракции и подвижностью внешних электронов, взаимодействующих со световой волной.

Хорошей иллюстрацией аддитивности молекулярной рефракции является вычисление этой величины для молекулы бензола ( $C_6H_6$ ), совершающей три двойных связи между атомами  $C$ . При этом используются имеющиеся в справочной литературе значения атомных рефракций для атомов углерода (2,418) и водорода (1,100) и двойной связи (1,733), рассчитанная величина рефракции молекулы  $C_6H_6$  равна 26,307, а эксперимент дает значение 26,32, отличающееся от расчетного всего на 0,05 %.

Таким образом, рефрактометрический метод исследования структуры молекул заключается в том, что после измерения показателя преломления вещества вычисляется его молекулярная рефракция, а затем, пользуясь упомянутой справочной литературой, подбирают такую комбинацию связей, чтобы расчетная величина рефракции была как можно ближе к экспериментальному значению. При этом, разумеется, приходится считаться с возможными отклонениями от аддитивности рефракций, особенно для веществ

со сложным характером межмолекулярного взаимодействия. Тем не менее, указанным методом были получены многочисленные важные результаты.

Не меньшее значение имеет рефрактометрический метод при изучении физико-химических свойств растворов, преимущественно бинарных (двойных) систем. Этот метод основан на изучении так называемых изотерм показателя преломления, зависимостей этой величины от состава концентраций (компонентов) бинарной системы (при постоянной температуре). Для жидких растворов наблюдаются три основных типа изотерм, представленные на рисунке 3.9:

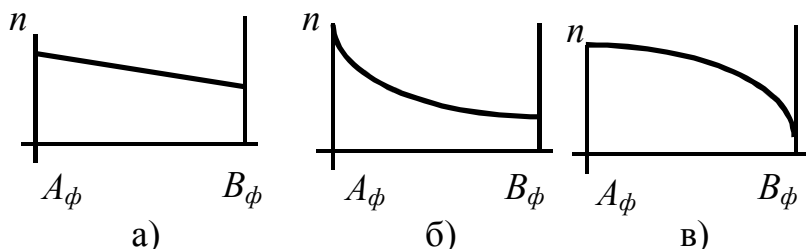


Рисунок 3.9

а) прямые изотермы (или с очень небольшой выпуклостью в сторону оси концентраций), характерные для идеальных растворов, в которых молекулы слабо взаимодействуют друг с другом;

б) изотермы со значительной выпуклостью в сторону оси концентраций, характерные для систем, один из компонентов в которых диссоциирует при образовании раствора;

в) кривые со значительной выпуклостью в противоположную сторону от оси концентраций, что приводит к возникновению химических соединений.

Таким образом, изучение зависимости показателя преломления от концентрации раствора является важным методом определения структуры бинарных систем, в частности, для кривых типа в) можно установить количественный состав образовавшегося соединения.

Количественный анализ двухкомпонентных растворов основан на следующих соображениях. При наличии изотермы типа а) для заданной гомогенной бинарной смеси с плотностью  $\rho$  и показателем преломления  $n$  рефракция записывается в виде:

$$r_p = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{p_1 + p_2}{\rho}, \quad (3.82)$$

где  $p_1$  и  $p_2$  – концентрации компонентов в весовых процентах. При наличии аддитивности рефракции имеем:

$$r_p = r_1 p_1 + r_2 p_2, \quad (3.83)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  – рефракции отдельных компонентов раствора. Представляя  $r_1$  и  $r_2$  в виде (3.82) и подставляя при этом соответствующие плотности  $\rho_1$  и  $\rho_2$  согласно (3.83) получим:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{p_1 + p_2}{\rho} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{p_2}{\rho_2}. \quad (3.84)$$

Поскольку  $p_1$  и  $p_2 = 100\%$ , то окончательно имеем:

$$\frac{100}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} + \frac{100 - p_1}{\rho} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}. \quad (3.85)$$

Таким образом, для расчета необходимо знать  $n$  и  $\rho$  раствора и соответствующие величины для обоих чистых компонентов; эти величины берут из таблиц или измеряют экспериментально. Показатель преломления раствора измеряется с помощью рефрактометра, а плотность определяется методом пикнометра. Для получения достоверных результатов при практическом осуществлении рефрактометрического анализа необходимо обеспечить выполнение следующих условий:

1) раствор и растворитель должны исследоваться на одном и том же приборе при строго контролируемой температуре;

2) показатель преломления и плотность определяется на одном и том же образце жидкости;

3) при наличии отклонений от аддитивности рефракции необходимо использовать градуированные кривые в координатах рефракция – концентрация. При этом неизвестная концентрация раствора определяется графически по измеренному значению рефракции.

Часто используются различные упрощенные методы рефрактометрического анализа. Например, в нефтяной промышленности при групповом анализе сортов бензина вместо значений рефракции используются величины относительно дисперсии  $\delta$ . При работе на рефрактометре Аббе (см. ниже) удобно использовать для  $\delta$  вида:

$$\delta = \frac{n_1 - n_2}{n_3 - 1} \cdot 10^3, \quad (3.86)$$

где  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_3$  относятся к длинам волн  $\lambda_1 = 486,1$  нм,  $\lambda_2 = 636,3$  нм (водород) и  $\lambda_3 = 589,3$  нм (натрий). Опыт показывает, что для однотипных соединений, с которыми наиболее часто имеют дело в нефтяной промышленности, остается неизменной с достаточной для практики точностью. Например, для парафинов  $\delta = 17,4$  с точностью до 2 %, для циклопентанов или нафтеннов  $\delta = 17,6$  также с точностью до 2 %. Для ароматических соединений величина  $\delta$  больше, чем для алифатических, и находится в пределах 27–33, что обусловлено наличием полос в ближней ультрафиолетовой области, отсутствующих для других соединений. Концентрация ароматических веществ, которая вместе с алифатическими соединениями образует какую-либо фракцию бензина, определяется по формуле:

$$C = \frac{\delta_{см} - \delta_{ал}}{\delta_{аф} - \delta_{ал}} \cdot 100, \quad (3.87)$$

где  $\delta_{см}$ ,  $\delta_{ал}$  и  $\delta_{аф}$  – значения относительной дисперсии для смеси алифатических и ароматических соединений, соответственно. Точность анализа таким методом достигает 1 %. Иногда при анализе используется не относительная, а удельная дисперсия:

$$\delta_{уд} = \frac{n' - n''}{\rho} \cdot 10^4, \quad (3.88)$$

где  $n'$  и  $n''$  относятся к  $\lambda' = 486,1$  нм и  $\lambda'' = 656,3$  нм, соответственно. Для алифатических соединений эта величина достигает 100, а для ароматических –

до 200. Методика расчета концентраций аналогична выше описанной. Точность метода ограничивается в основном точностью измерения плотности с помощью пикнометра. Как уже указывалось выше, при измерениях необходимо обеспечивать поддержание строго постоянной температуры (термостатирование), и процесс измерений обычно занимает довольно продолжительное время.

При использовании интерференционных рефрактометров процесс измерения часто можно свести к простому подсчету интерференционных полос в определенном спектральном интервале. Для этого используется двухкамерная кювета, помещаемая на пути интерференционных лучей. Одна из камер заполняется растворителем с показателем преломления  $n_0$  для длины волны  $\lambda$ , а вторая раствором с величиной  $n$  для той же  $\lambda$ . Тогда согласно изложенному в главе 2, наблюдаются интерференционные полосы, удовлетворяющие условию ( $d$  – толщина кюветы):

$$(n - n_0)d = k\lambda. \quad (3.89)$$

Число полос, размещающихся в некотором спектральном интервале от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ , определяется выражением:

$$N = k_{\lambda_2} - k_{\lambda_1} = \left( \frac{\Delta n_{\lambda_2}}{\lambda_2} - \frac{\Delta n_{\lambda_1}}{\lambda_1} \right) d, \quad (3.90)$$

где

$$\Delta n_{\lambda_1} = (n_{\lambda_1} - n_{0\lambda_1}), \quad \Delta n_{\lambda_2} = (n_{\lambda_2} - n_{0\lambda_2}). \quad (3.91)$$

Для заданных растворов величина  $N$  является функцией концентрации. Поэтому можно принять, что:

$$N = \sigma \cdot \varphi(c) \cdot d, \quad (3.92)$$

где  $\sigma$  – коэффициент пропорциональности для данного спектрального интервала,  $\varphi(c)$  – функция концентрации. Если раствор содержит, помимо растворителя, еще два компонента, то условие аддитивности дисперсий дает систему уравнений:

$$\begin{cases} \Delta_1 = \sigma_{11}\varphi_1(c_1) + \sigma_{12}\varphi_2(c_2) \\ \Delta_2 = \sigma_{21}\varphi_1(c_1) + \sigma_{22}\varphi_2(c_2) \end{cases} \quad (3.93)$$

где  $\Delta_i = \frac{N_i}{\alpha}$  ( $i = 1, 2$ ), первый индекс при  $\sigma$  относится к определенному спектральному интервалу, а второй – номер компонента. Если на основании градуированных измерений определить  $\sigma$ , то решение системы (3.93) дает значения  $\varphi_1(c_1)$  и  $\varphi_2(c_2)$ . В простейших случаях  $\varphi(c) = c$ , и  $\delta$  определяется по наклону прямой. Точность такого анализа составляет 5–7 % для трехкомпонентных и 1,5–2 % для двухкомпонентных систем. В более сложных случаях используются различные эмпирические аппроксимации для  $\varphi(c)$ .

Для анализа двухкомпонентных растворов и газовых смесей часто используется интерферометр Рэлея, что обеспечивает весьма высокую точность измерений при сравнительной простоте методики. Портативность измерительной установки при этом позволяет проводить рефрактометрический анализ, например, непосредственно в шахтах для исследования состава

рудничных газов, в заводских лабораториях – для определения влажности воздуха, и т. д.

Особую практическую ценность имеет рефрактометрия непрерывно протекающих процессов ввиду безинерционности установки (эта особенность вообще свойственна и другим оптическим методам). При этом применяются как визуальные, так и фотометрические методы регистрации. В частности, рефрактометрический метод успешно применяется для изучения изменения свойств жидкостей в зависимости от ее температуры (особенно ассоциированных жидкостей). При этом исследуемую жидкость наливают в ампулу с окошками и плоскопараллельной пластинкой. Изменение свойств жидкости прослеживается по показателю преломления, при этом наблюдаются появления и исчезновения конца пластинки на общем фоне освещения. Применение фотоэлектрических методов регистрации позволяет в значительной мере автоматизировать процесс проведения измерений. В частности, при применении интерференционных рефрактометров используются электронные счетчики интерференционных полос, позволяющие сделать более 1 000 отсчетов в секунду, причем максимальная разность хода лучей обычно не должна превышать 16 000. Применение подобных счетчиков в производственных условиях имеет определенное практическое значение при создании систем автоматического регулирования ряда производственных процессов.

Рассмотрим теперь некоторые типы рефрактометров, наиболее широко распространенных в заводской и научно-исследовательской практике. Интерференционные рефрактометры, то есть интерферометры типа Рэлея и т. п., были описаны выше.

Для измерения показателя преломления различных веществ на практике используются так называемые рефрактометры различных типов – рефрактометры преломления, интерференционные, дифракционные, теневые и др. Весьма точные результаты дают приборы первого типа, в основе действия которых лежит измерение угла преломления света в призме или угла полного внутреннего отражения. В первом случае основным элементом рефрактометра является точно выполненная призма из исследуемого вещества с двумя полированными боковыми гранями и известным преломляющим углом  $\varphi$  (жидкое вещество наливается в кювету призматической формы; измеряется угол наименьшего отклонения света в призме  $\delta$  и вычисляется показатель преломления вещества по формуле:

$$n = \frac{\sin \frac{\varphi + \delta}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}. \quad (3.94)$$

Погрешность измерения  $n$  этим методом не превышает  $10^{-5}$  в широком интервале температур в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Во втором случае исследуемое вещество (в твердом или жидком состоянии) приводится в оптический контакт (на расстояние между поверхностями порядка радиуса действия молекулярных сил) с гранью призмы, изготовленной

из материала с точно известным  $n_0$ , превышающим показатель преломления исследуемого вещества  $n$ . Граница между призмой и веществом может освещаться широким пучком света со стороны исследуемого вещества, тогда измеряется предельный угол преломления  $r_{np}$ , соответствующий углу падения  $90^\circ$ , и вычисляется величина  $n$  как  $n = n_0 \sin r_{np}$ . Граница может освещаться также со стороны призмы; тогда лучи, падающие под углом  $i > r_{np}$ , полностью отраженные внутрь призмы, а падающие под углом  $i < r_{np}$  – частично отражаются и частично преломляются, так что наблюдается граница света и тени, положение которой определяется углом  $r$  и отсчитывается по шкале обычно градуированной сразу в значениях  $n$ . По такому принципу действуют широко распространенные в практике рефрактометры Пульфрия (ИРФ-53) и Аббе (ИРФ-22). В рефрактометре Пульфрия преломляющий угол измерительной призмы равен  $90^\circ$ ; используются три съемные призмы с различными  $n_0$ , что позволяет перекрыть диапазон измеряемых  $n$ , от 1,3 до 1,9, при относительной погрешности измерений не более  $10^{-4}$ . Рефрактометр Аббе содержит две прямоугольные стеклянные призмы – основную с большим показателем преломления (для линий 589,0–589,6  $\text{Na} - 1,7$ ) и вспомогательную откидную призму. Исследуемая жидкость помещается в зазор (0,1 мм) между полированной гипотенузной основной призмы и матовой гипотенузной гранью вспомогательной призмы. Граница рассматривается в зрительную трубу, и определяется положением границы света и тени на шкале  $n$ ; интервал измерения – от 1,3 до 1,7, при относительной погрешности не более  $2 \cdot 10^{-4}$ . Интерференционные рефрактометры отличаются и относительной чувствительностью и улавливают разности показателей до  $10^{-7}$ – $10^{-8}$ . Рефрактометры, действие которых основано на дифракции Френеля, применяются для определения показателя преломления твердых и жидких, относительно грубо обработанных образцов. Если же твердый образец не имеет правильной формы, то применяется так называемый иммерсионный метод: образец погружается в смесь жидкостей, показатель преломления которой может изменяться путем изменения концентраций компонентов смеси. Когда  $n_0$  становится равным значению  $n$  для образца, то он исчезает (жидкость с образцом становится однородной средой). Точность этого метода достигает  $10^{-3}$ . Теневые рефрактометры используются для измерения градиентов показателя преломления в неоднородных образцах с целью последующего расчета градиентов концентрации раствора или плотности вещества (для седиментационного диффузии, электрофореза, электролиза).

## ГЛАВА 4 ОСНОВЫ СВЕТОТЕХНИКИ

### 4.1 Фотометрия

Светотехника – область науки и техники, предметом которой является создание источников оптического излучения с заданными технико–экономическими показателями, разработка методов измерения и контроля их световых характеристик, а также создание светотехнических установок для различных целей – освещения, облучения, сигнализации и т. д. Кроме того, в светотехнике рассматривают вопросы воздействия света на вещество и живые организмы. В основе светотехники лежат изложенные выше законы геометрической и волновой оптики; на них основан, например, расчёт различных световых приборов; некоторые из них были рассмотрены выше.

В зависимости от области применения различают осветительные, облучательные и светосигнальные установки и соответствующие приборы (выделяют также отдельный класс «проекторных» световых приборов). Назначение осветительных установок заключается в создании нормальных условий освещения, при которых обеспечивается функционирование зрительного канала – «видение» – по которым к человеку поступает до 90 % информации о материальном мире. На создание необходимой человеку световой среды путем искусственного освещения в мире расходуется около 10–20 % всей вырабатываемой электроэнергии; функционирует около  $10^9$ – $10^{10}$  световых точек. Поэтому вопросам разработки рациональных норм освещения и мероприятий по их обеспечению уделяется большое внимание. Правильное освещение является необходимым условием высокой производительности труда и возможности нормального быта и отдыха людей.

Облучательные установки используют для создания целенаправленного светового воздействия на человека, животных и растения, а также в различных производственных, технологических процессах. Облучение ультрафиолетовым, видимым и инфракрасным излучением живых организмов стимулирует многие жизненно важные процессы и повышает сопротивляемость разным заболеваниям. Например, ультрафиолетовое облучение используется как средство «светолечения» в санаториях, больницах и детских учреждениях, особенно в условиях Севера, как «бактерицидное» средство для уничтожения вредоносных бактерий, применяется для целей обеззараживания воды и пищевых продуктов. Ультрафиолетовое облучение применяется в животноводстве на ферме крупного рогатого скота и птицефабриках и является одним из эффективных средств повышения продуктивности животноводства (до 7–15 %). В сельском хозяйстве облучение применяется для целей стимулирования и стерилизации, например, при промышленном выращивании овощей, ягод и фруктов в теплицах и оранжереях. Инфракрасное облучение широко применяется в процессах сушки, например, в лакокрасочном производстве ускорения процессов полимеризации и т. п. Применение облучательных установок с описанием их конструкции будет более детально

рассмотрено в конце этой главы. Светосигнальные установки предназначены для передачи некоторой условной информации; сигналы создаются маяками, светофорами, судовыми и бортовыми аэродромными огнями и т. д.

В установках указанных типов применяют соответствующие «световые приборы» разнообразных видов.

Световой прибор состоит из источника света («лампы»), устройства для перераспределения светового потока заданным образом (например, «отражателя») и различных конструктивных деталей, обеспечивающих заданные условия функционирования прибора в целом. В качестве источников света используют в основном два типа: «тепловые» источники (например, лампы накаливания) и газоразрядные источники (общие законы теплового излучения будут рассмотрены в п. 4.2).

По степени концентрации светового потока различают максимально концентрирующие световой поток, направляющие его на большие расстояния вдоль оптической оси – «прожекторы», максимально концентрирующие поток в малом объёме на оси и направляющие его на малые расстояния – «прожекторы» и перераспределяющие свет в большом телесном углу приборы – «светильники». Для создания требуемого перераспределения светового потока используют: отражатели параболической, эллипсоидной или иной формы, линзы (дисковые, сферические, конденсорные); призмы, диффузные отражатели или рассеиватели и другие устройства. Основными светотехническими характеристиками световых приборов являются рациональное распределение света, яркость и освещённость, а также КПД, характеризующий полезно использованную долю светового потока. Указанные характеристики в ряде случаев могут быть рассчитаны теоретически, однако обычно определяются экспериментальным путём. Методы «световых измерений» разработаны в особом разделе светотехники – «фотометрии» и будут подробно рассмотрены ниже.

Наряду с указанными общими задачами светотехника решает некоторые частные проблемы технического характера, относящиеся к специальным её разделам. Так, например, выделяют «светотехнику кинематографии», в которой решаются проблемы освещения на всех стадиях кинематографического процесса – при съёмке, копировании и проекции фильмов. «Строительная» светотехника решает вопросы рационального распределения в зданиях с целью обеспечения комфортной световой среды, архитектурного дизайна, оптимального зрительного восприятия интерьеров и т. д. Изложение этих специальных разделов светотехники содержится в соответствующей литературе.

Обратимся к одной из центральных проблем светотехники – определению качественных характеристик оптического излучения (света) и их измерению. Видимый свет, воспринимаемый человеческим глазом, может быть охарактеризован двумя системами «фотометрических величин» – «энергетическими» и «редуцированными». Энергетические величины характеризуют свет независимо от его действий на какой-либо приёмник,



т. е. являются «объективными» характеристиками. Эти характеристики едины для всех видов электромагнитного излучения, независимо от длины его волны, и были уже указаны в т. 2. Основной энергетической характеристикой света является «поток излучения», т. е. энергия, переносимая волной за единицу времени; естественно, что эта величина ( $\Phi_E$ ) измеряется в системе СИ в Вт. Энергетический поток, приходящийся на единицу телесного угла, то есть:

$$I_E = d\Phi_E / d\Omega \quad (4.1)$$

называется «энергетической силой излучения» и измеряется в Вт/ср. Поток, падающий на единицу площади освещаемой поверхности нормально к ней, называется «энергетической освещённостью» (Вт/м<sup>2</sup>):

$$E_E = d\Phi_E / dS. \quad (4.2)$$

Наконец, световой поток, испускаемый в единице телесного угла с единицы площади поверхности источника нормально к ней, называется «энергетической яркостью» источника (Вт/(м<sup>2</sup>\*ср.)):

$$L_E = d^2\Phi_E / dS_n. \quad (4.3)$$

Очевидным достоинством «энергетической» системы фотометрических величин является её универсальность: она может использоваться независимо от свойств приёмника, воспринимающего свет, в том числе и в ультрафиолетовой, и в инфракрасной области спектра. Напротив, «редуцированные» фотометрические величины (или «эффективные» величины) оценивают излучение по его действию на те или иные приёмники, которые всегда обладают определённой «селективностью» – избирательностью – реакции на излучение. Поэтому, если энергетическая система фотометрических единиц может быть только одна, то «редуцированные» системы можно строить по-разному, в зависимости от выбранного приёмника. Так, по действию излучения на бактерии и растения можно построить бактерицидную систему величин и систему фитовеличин. Если же в качестве приёмника выбрать человеческий глаз, то говорят о системе «световых» величин. Они отнесены – «редуцированы» – к средней спектральной чувствительности «условного приёмника» – так называемого «среднего человеческого светоадаптированного глаза». Относительной спектральной чувствительностью этого приёмника считают функцию относительной «спектральной световой эффективности»  $V(\lambda)$ , нормализованную в результате экспериментальных статистических исследований. Таким образом, система световых единиц носит в значительной мере субъективный характер.

Основными световыми единицами является поток, сила света, освещённость и яркость, к которым добавляется слово «световой» (вместо «энергетический», как выше), и которые обычно имеют индекс « $V$ » (вместо  $E$ ) или же не имеют индекса. Между всеми этими величинами существуют те же соотношения (4.1 – 4.3). Основной световой величиной является «световой

поток»  $\Phi_V$ , который определяет мощность оптического излучения по вызываемому им световому ощущению; он выражается в люменах (лм). Согласно указанному выше принципу построения световых величин, между  $\Phi_V$  и  $\Phi_E$  существует соотношение:

$$\Phi_V = K_m \int_0^\varphi \left( d\Phi_E / d\lambda \right) V(\lambda) d\lambda, \quad (4.4)$$

где  $K_m$  – максимальное значение световой эффективности; по наиболее точным измерениям, оно достигается при  $\lambda \approx 555$  нм и равно 683 лм/Вт. Эта величина характеризует максимальную теоретически возможную «светоотдачу» источника света; источник с такой светоотдачей измерял бы монохроматический свет в максимуме световой эффективности для человеческого глаза. Как уже отмечалось выше, в т. II, реальные наиболее распространенные тепловые источники света обычно имеют светоотдачу 20 лм/Вт, но зато обеспечивают значительно лучшую «цветопередачу». Излучение указанного «теоретически наиболее эффективного» источника настолько отличалось бы по своему составу от привычного для нас белого («дневного») света, что нормальное восприятие цветов оказалось бы невозможным.

Остальные световые величины определяются, исходя из  $\Phi_V$ , аналогичным образом: сила света (источника в данном направлении)  $I = d\Phi_V / d\Omega$  измеряется в «канделах» (ранее – «свеча»), освещённость  $E = d\Phi_V / dS$  – в лм/м<sup>2</sup> или «люксах» (лк), яркость  $L = d^2\Phi_V / d\Omega dS$  – в кд/м<sup>2</sup> (ранее – «нит»). Употребляются также и некоторые другие внесистемные величины и единицы. Для воспроизведения, хранения и передачи световых единиц служат первичные и вторичные эталоны. В системе СИ основной световой единицей считается кандела, поэтому она воспроизводится первичным эталоном, устройство которого основано на законах излучения абсолютно чёрного тела (см. п. 4.2). Эталон представляет собой трубочку из огнеупорной плавленной окиси  $ThO_2$ , погружённую в металл – платину, расплавляемую токами высокой частоты, в результате чего температура эталона поддерживается равной 2042 К (температура затвердевания платины). Яркость этого эталона считается равной  $6 \cdot 10^5$  кд/м<sup>2</sup> с согласованной погрешностью  $\pm 0,6$  %. Эталоны для других световых единиц ( $I$ ,  $E$  и  $\Phi_V$ ) являются вторичными и представляют собой группы светоизмерительных ламп накаливания различной конструкции с различной «цветовой температурой» (см. п. 4.2).

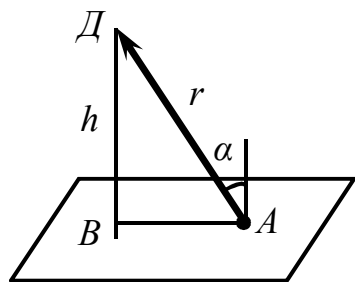


Рисунок 4.1

Основным теоретическим законом фотометрии является так называемый «закон обратных квадратов» (рис. 4.1), согласно которому «точечный» источник света  $S$ , находящийся на расстоянии  $r$  от точки  $A$  освещаемой поверхности, создаёт в ней освещённость:

$$E = I \cos \alpha / r^2. \quad (4.5)$$

В точке  $B$  освещённость равна:

$$E = I/h^2. \quad (4.6)$$

Пользуясь этим законом, можно решать определённые задачи фотометрии и при наличии неточечных источников (например, линейного или плоского источника). Однако во многих реальных случаях провести расчёт с достаточной точностью не всегда удаётся, и тогда применяются различные экспериментальные методы фотометрии. Обычно измеряется абсолютная или относительная величина светового потока, причём, разумеется, проведение относительных измерений технически осуществляется значительно проще. Для получения абсолютных значений светового потока используются упомянутые выше вторичные эталоны или рабочие светоизмерительные лампы, поверенные по эталонам – так называемые «фотометрические» лампы. Помимо светотехники, фотометрические методы используются в технике сигнализации, астрономии и астрофизике, при расчёте переноса излучения в плазме газоразрядных источников света и звёзд, пирометрии, при расчёте радиационного теплообмена и т. д.

Для проведения измерений различных величин используются фотометры разных типов. Измерения светового потока осуществляются, например, интегрирующими фотометрами («шаровым фотометром»), освещённости – «люксметрами», яркости – «яркомерами». Для проведения цветовых измерений применяются «колориметры». Используются как визуальные, так и электрические методы регистрации. Поскольку глаз сравнительно хорошо устанавливает равенство освещённостей, а не их отношение, то в простейшем визуальном фотометре сравниваемые потоки направляются по двум оптическим каналам (например, с помощью кубика Люмиера – Брокина) и освещают две половинки поля зрения. Изменением одного из потоков с помощью специального устройства добиваются равенства освещённостей и снимают отсчёт. Перед этим осуществляется градуировка фотометра по эталонному световому источнику. Основной частью интегрирующего фотометра является «фотометрический шар» – разъёмный полый шар с внутренней поверхностью, окрашенной белой матовой краской. Диаметр шара должен значительно превышать размеры фотометрируемого источника; например, для измерения световых потоков от светильников с люминесцентными лампами используется шар с диаметром до 5 м. Освещённость любой точки шара, которая защищается небольшим экраном от прямых лучей помещённого в шар действующего источника, пропорциональна световому потоку от этого источника. Освещённость может быть измерена с помощью встроенного в шар фотоэлемента, после чего вычисляется световой поток. Интегрирующий фотометр широко распространён в светотехнической практике.

В яркомерах – фотометрах для измерения яркости – различные оптические схемы и фотометрическая система регистрации. В одной из возможных схем изображение светящего тела (например, нити накала) создаётся в плоскости диафрагмы  $D$ , ограничивающей размеры фотометрируемой части тела. Постоянство чувствительности прибора при перемещении объектива обеспечивается апертурной диафрагмой, неподвижной относительно  $D$  (рис. 4.2, а). В более простой схеме (рис. 4.2, б) фотометрируемый пучок лучей ограничивает «габаритная диафрагма»  $D_2$  и «входной зрачок» приёмника  $\Pi$ . Диафрагма  $D_2$  располагается в непосредственной близости от источника света. Перекрывая диафрагму собирающей линзой с фокусным расстоянием  $l_0$ , можно скачкообразно изменить поле зрения яркомера, создав, по существу, схему рисунка 4.2, а.

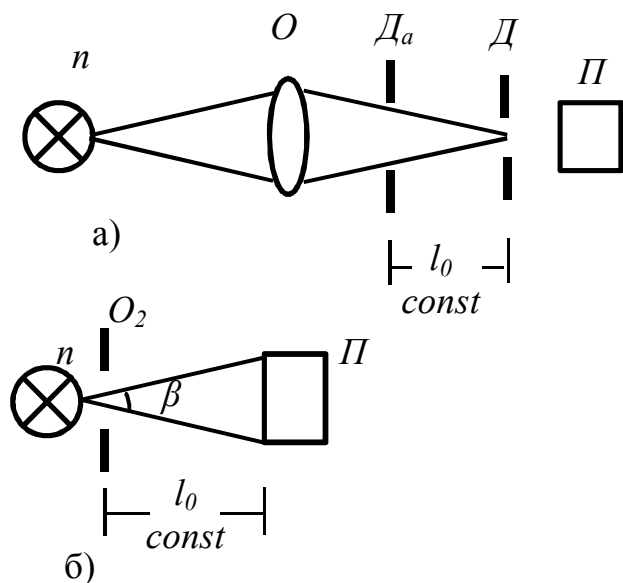


Рисунок 4.2

По этой же схеме действует и «природный» яркомер – глаз человека и животных. Для измерения яркости используют также пирометры (см. ниже, п. 4.2) и специально встроенные в фотоаппараты «фотографические яркомеры» или «экспонометры». В одной из простых схем экспонометра световой поток от объекта фотографирования проходит через «оптический клин», различные участки которого отмечены цифрами, указывающими оптическую плотность этих участков; при этом яркость объекта съёмки оценивается по наименее различной цифре. Более совершенны фотоэлектрические экспонометры, в которых приёмниками служат фотоэлементы или фотосопротивления, включенные в цепь индикатора тока (стрелочного гальванометра). Яркость оценивается по углу отклонения стрелки, указывающему ток через фотоприёмник, пропорциональный световому потоку, падающему на приёмник. Применяются и некоторые другие специальные типы яркомеров.

Простейший переносной люксметр, предназначенный для измерения освещённости, содержит фотоэлектрический приёмник – фотоэлемент, на выходе которого возникает ток, измеряемый стрелочным микроамперметром; шкала прибора градуируется в люксах. Разные шкалы соответствуют различным диапазонам освещённости (например, прибор 16 содержит 3 диапазона – до 25 лк, до 100 лк и до 500 лк). Переключение диапазонов осуществляется изменением сопротивления в цепи измерительного прибора. Ослабляя световой поток, падающий на фотоэлемент, в определённое число раз, можно расширить пределы измерения прибора. Поскольку кривые спектральной чувствительности для человеческого глаза и фотоэлемента

неодинаковы, то показания люксметра зависят от спектрального состава измеряемого излучения. Поэтому люкметры градуируют по лампе накаливания, а при измерении освещённости от источника с другим спектральным составом применяют различные поправочные коэффициенты. При этом погрешность измерений обычно не превышает 10 %.

Люкметры более высокого класса точности дают погрешность не более 1 %. Они снабжаются светофильтрами, с помощью которых спектральная чувствительность прибора приближается к чувствительности глаза, так что необходимость введения поправок отпадает, и другими дополнительными приспособлениями; например, в некоторых люксметрах предусмотрены приспособления для одновременного измерения яркости и т. д.

«Белый свет» – электромагнитное излучение сложного спектрального состава, вызывает при наблюдении глазом нейтральное в цветовом отношении зрительное ощущение. Такое ощущение создаётся, например, видимым излучением Солнца (рассеянное излучение Солнца создаёт «дневной свет») и ряда других тел, нагретых до высокой температуры. Эквивалентное физиологическое ощущение «дневного света» может быть создано светотехническим способом – путём смешения двух (так называемых «дополнительных») или трёх монохроматических излучений (например, красного, зелёного и фиолетового), взятых в определённой пропорции. «Дополнительными» являются, например, сине-зеленый (490 нм) и красный (660 нм), оранжевый (600 нм) и синий (490 нм), зелёно-жёлтый (564 нм) и фиолетовый (433 нм) и другие пары цветов. Часть цветов – в области от 570 до 494 нм – не имеет дополнительных цветов. Смесь трёх специально подобранных цветов вызывают ощущение, эквивалентное восприятию излучения Солнца, лишь при непосредственном восприятии глазом. Если же эти излучения предварительно направить на цветные предметы и наблюдать затем рассеянный свет, то цвета предметов будут казаться различными в обоих случаях. Эта «цветопередача» при освещении предметов зависит от оптических свойств освещённых предметов и состава освещения. Поэтому в светотехнике для обеспечения «естественной цветопередачи» (т. е. как при дневном свете) стремятся создать источник с распределением энергии в спектре, близким к наблюдаемому в спектре Солнца (или в рассеянном дневном свете). С учётом поглощения в атмосфере Земли максимум излучения в спектре Солнца находится вблизи  $\lambda \approx 500$  нм («цветовая температура» Солнца — около 6500 К). Максимум чувствительности человеческого глаза в дневных условиях лежит при 555 нм (жёлто-зелёный цвет), т. е. вблизи максимума в спектре Солнца. Создание источника света, в точности имитирующего спектр Солнца, представляет значительные трудности, поэтому для получения света, близкого по характеру к «белому», часто используются лампы накаливания со специальными светофильтрами; газообразные источники «белого» света и некоторые «имитаторы» солнечного излучения были рассмотрены в т. II, гл. 5.

С помощью спектральных приборов сложный, в частности, белый, свет может быть разложен на отдельные составляющие – «цвета». Понятие «цвета»

является, вообще говоря, весьма сложным. В физической оптике «цвет» обычно определяется как свойство спектрального состава излучения, общее для всех излучений, визуально неразличимых человеческим глазом. Это определение лежит в основе цветовых измерений, при которых определяются три числа, указывающие к какой из групп спектральных составов, неразличимых визуально, следует отнести исследуемое излучение, а также при исследованиях цветного зрения и т. д. Бытовые представления о цветах различных предметов являются неопределёнными, и визуальная оценка «окраски» предметов – в значительной мере субъективной и зависящей от условий наблюдения. Механизм «цветного зрения» был рассмотрен выше, в гл. 1.

Чаще всего при проектировании осветительных установок необходимо обеспечить достаточную освещённость объекта дороги, здания, монумента и т. д. Однако в ряде случаев не менее важной задачей оказывается создание освещения с правильной «цветопередачей», т. е. чтобы окраска всех предметов выглядела «естественной». Это свойство освещения характеризуется «индексом цветопередачи», который определяется путём специальных «цветовых измерений». Методика таких измерений разрабатывается в специальном разделе оптики и светотехнике – «колориметрии».

Ощущение цвета возникает при воздействии на глаз оптического излучения в видимой области спектра с различным спектральным составом. Существует набор основных «спектральных цветов», соответствующих различным небольшим спектральным участкам и известных любому человеку (с нормальным зрением) с раннего детства. Так, свет с длиной волны вблизи 400 нм представляется «фиолетовым», вблизи 450 нм – «синим», от 500 нм до 560 нм – «зелёным», 570–590 нм – «жёлто-оранжевым», до 650 нм – «красным». Между ними имеется множество переходных оттенков. «Монохроматический» свет испускают только некоторые газоразрядные источники света, спектр которых является «бедными» линиями; например, натриевая лампа низкого давления излучает тёплый свет с длинной волны около 590 нм. Обычно свет от естественных и искусственных источников света является сложным по составу и не даёт «чистых» спектральных цветов.

Особую роль в нашей жизни играет «белый» или «дневной» свет Солнца. Значение «белого» света в отношении цветопередачи заключается в том, что именно при «дневном» свете мы воспринимаем окраску всех предметов как «начальную». Аппарат цветного зрения человеческого глаза (см. гл. 1) создан в результате длительной эволюции в условиях солнечного освещения на Земле. Окружающие нас тела в громадном большинстве являются «несамосветящимися» и видны потому, что отражают солнечный свет. Однако это отражение является существенно «селективным», и его характер определяется оптическими свойствами отражающих поверхностей. Именно этот отраженный свет с определённым спектральным составом создаёт в глазу субъективное ощущение «естественной» окраски тел. Очевидно, что при «искусственном» освещении видимый «цвет» тел может существенно отличаться от «естественного». Задача цветовых измерений в светотехнике

заключается в оценке отклонения цветопередачи в заданных условиях освещения от «естественной» и последующей разработке источников света, обеспечивающих наилучшую, близкую к «естественной», цветопередачу. В результате этих измерений определяются три числа – «цветные координаты», полностью определяющие цвет (при некоторых точно оговорённых условиях наблюдения).

Идея математического описания в колориметрии заключается в том, что согласно опытным данным, любой цвет можно представить в виде смеси («суммы») определённых «количеств» трёх «линейно независимых» цветов (каждый из которых не может быть представлен в виде суммы двух других). Три выбранных линейно зависимых цвета и определяют «цветовую координатную систему». Количество основных цветов в смеси, цвет которой не отличим глазом от измеряемого, и являются цветовыми координатами данного цвета. Соотношение между основными цветами в координатной системе обычно выбирают таким образом, чтобы их количество, дающее в смеси «белый» цвет, были равны единице. Каждому цвету в выбранной таким образом координатной системе соответствует некоторый «вектор», проведённый из начала координат в точку, соответствующую данному цвету. На основе многочисленных экспериментов была выбрана «международная колориметрическая система» МКО RGB (МКО – международная комиссия по освещению, R – красный, G – зелёный, B – синий (нем., англ.)). Её основными цветами являются «чистые» спектральные цвета, соответствующие монохроматическому излучению с длиной волны 700,0 нм (красный), 546,1 нм (зелёный) и 435,8 нм (синий) (эти линии наблюдаются в спектре свечения атома ртути, например, в ртутном разряде). Система RGB лежит в основе колориметрических измерений, осуществляемых с помощью специальных приборов – «колориметров».

В визуальном колориметре координаты цвета подбираются так, чтобы получить неотличимый от исследуемого цвет ( $I$ ); результаты подбора фиксируются на шкалах прибора. В простейшем колориметре с «диском Максвелла» смешение цветов происходит во времени, при быстром попеременном восприятии их наблюдателем. Внешнее кольцо этого диска разделено на три сектора, и каждый окрашен в один из основных цветов. Регулировкой величины каждого диска, т. е. количества цвета, добиваются того, что при быстром вращении диска воспринимаемый цвет кольца не отличается от цвета образца, который помещается в центр диска. Распространены также колориметры, в которых смешение цветов осуществляется в пространстве – путём одновременного освещения белой поверхности тремя световыми потоками различной цветности; количество складываемых цветов регулируется изменением их интенсивности (например, колориметр системы Л. И. Дёмкиной). Результаты измерений представляются в виде:

$$Ц = \kappa/K + z/3 + c/C. \quad (4.7)$$

где  $k'$ ,  $z'$ ,  $c'$  – координаты цвета  $C$  в системе основных цветов КЗС (RGB) по шкалам прибора. Определяя показатель  $C$  при естественном и искусственном освещении, можно сделать вывод о «качестве освещения», т. е. о свойствах цветопередачи данного источника света.

В фотоэлектрических колориметрах цветовые координаты исследуемого излучения определяются по его спектральному составу с помощью специальных расчётных соотношений. В спектроколориметрах исследуемое излучение разлагается призмой в спектр, регистрируемый фотоэлектрическим приёмником; сигналы приёмника затем преобразуются в цветовые координаты излучения. Такие приборы дают наиболее точное количественное описание цвета. Используются такие колориметры с селективными приёмниками, в которых имеются три отдельных приёмника или один приёмник с тремя светофильтрами. Существуют также фотоэлектрические «компараторы цвета», в которых исследуемый цвет сравнивается с близким по спектральному составу «эталонным» цветом. Фотоэлектрические колориметры применяются в светотехнической промышленности для контроля источников света, светофильтров и отражающих материалов, а также экранов чёрно-белых и цветных телевизоров.

В п.п. 4.3 и 4.4 рассматриваются некоторые специальные вопросы светотехники, связанные с практическим использованием излучения в «невидимых» инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра. Эти вопросы имеют очень важное научное и практическое значение; в частности, в конце главы будут рассмотрены конкретные примеры отечественных облучательных ультрафиолетовых и инфракрасных установок, используемых в народном хозяйстве. Наличие ультрафиолетовой и инфракрасной областей наглядно проявляется в спектре «теплового излучения» от нагретых тел, основные закономерности которого предварительно рассмотрены в п. 4.2.

## 4.2 Законы теплового излучения

В светотехнике применяются источники света двух типов – тепловые и газоразрядные. Принципы действия газоразрядных источников света и некоторые особенности ламп накаливания, используемых, главным образом, для целей внутреннего освещения, были уже описаны в т. II курса. Теперь рассмотрим общие законы излучения нагретых тел, находящихся в состоянии термодинамического равновесия – «теплового излучения». Закономерности «неравновесного» излучения, называемого «люминесцентным», будут рассмотрены в гл. 5.

Электромагнитное излучение нагретого тела имеет место при любой температуре выше абсолютного нуля. Энергия, которую уносит излучение, пополняется за счёт энергии тепловых колебаний атомов и молекул. При отсутствии теплоподвода извне излучающее тело охлаждается; для поддержания постоянной температуры тела необходимо непрерывно подводить энергию извне. В этих условиях термодинамическое равновесие тела



с излучением отсутствует. Если, однако, поместить тело с какой-либо начальной температурой в полость внутри замкнутой оболочки, температура которой  $T$  поддерживается постоянно, то с течением времени неизбежно установится равновесное состояние, при котором тело имеет ту же температуру  $T$ . Полость будет заполнена электромагнитным излучением, спектральный состав которого зависит от температуры  $T$ , и энергия, излучаемая телом за единицу времени, равна энергии, поглощаемой телом. Такое излучение называется «тепловым» или «температурным», поскольку его характеристики определяются единственным термодинамическим параметром – величины  $T$ .

Если в изолирующую полость поместить тела с различными поглощательными способностями (например, изготовленные из разных материалов или различным образом окрашенные), то, как показывает опыт, с течением времени все тела принимают одинаковую температуру, равную температуре стенок полости. При этом тела обмениваются энергией излучения между собой и со стенками полости. Поскольку различные тела за единицу времени поглощают разную энергию, то ясно, что установление одинаковой температуры тел возможно лишь при условии, что эти тела излучают также неодинаковую энергию. Это положение называется «правилом Прево». Из него следует, что между излучением и поглощением любого тела в условиях термодинамического равновесия существует определённая связь: чем сильнее поглощает тело, тем сильнее оно должно излучать при заданной температуре.

Для установления этой связи в количественной форме вводится величина «излучательной способности» тела  $E_{\nu,T}$ , которая определяется как мощность излучения, испускаемого с единицы площади поверхности тела в единичном интервале частот. Поскольку мощность излучения характеризует энергетический световой поток  $d\Phi_C$  единицы площади поверхности в некотором интервале частот  $d\nu$  (заметим, что тепловое излучение имеет «тепловой» спектр с непрерывным набором частот от 0 до  $\infty$ , см. ниже), то величина  $E_{\nu,T}$  определится как:

$$E_{\nu,T} = d\Phi(\nu, \nu + d\nu) / d\nu. \quad (4.8)$$

Эта величина зависит от выбранного интервала положения частот  $(\nu, \nu + d\nu)$  в спектре теплового излучения и температуры. Полный энергетический поток излучения во всём диапазоне частот определяет «интегральную» излучательную способность тела  $E_T$ :

$$E_T = \int d\Phi = \int_0^{\infty} E_{\nu,T} d\nu. \quad (4.9)$$

Эта величина зависит только от температуры тела. Заметим, что излучательная способность может быть представлена в функции длины волны, а не частоты излучения ( $E_{\nu,T}$ ). Связь между  $E_{\nu,T}$  и  $E_{\lambda,T}$  может быть установлена с помощью соотношения:

$$d\Phi = E_{\nu,T} d\nu = E_{\lambda,T} d\lambda. \quad (4.10)$$

Используя так же известную формулу  $c = \lambda\nu$ , можно получить формулу:

$$E_{\nu,T} = -E_{\lambda,T} \lambda^2 / c \quad (4.11)$$

(знак минус означает, что с ростом  $\nu$  убывает  $\lambda$ ; это следует учитывать при построении графиков  $E_{\nu,T}$  и  $E_{\lambda,T}$ ). Величина  $E_{\nu,T}$  (или  $E_{\lambda,T}$ ) для данного тела не зависит от температуры окружающих тел, а только от его физической природы и температуры, что является выражением сформулированного выше правила Прево.

Поглощательная способность тела  $A_{\nu,T}$  (не следует смешивать эту величину с «коэффициентом поглощения», входящим в закон Бугера, см. гл. 2) определяется как отношение поглощённого телом энергетического потока  $d\Phi'$  (в определённом интервале частот) к падающему на поверхность тела потоку  $d\Phi$ :

$$A_{\nu,T} = d\Phi' / d\Phi. \quad (4.12)$$

Величина  $A_{\nu,T}$  зависит от выбранного частотного интервала ( $\nu, \nu + d\nu$ ) и от температуры и физической природы тела. Характеристики поглощения для разных тел существенно неодинаковы. Для некоторых тел ( $BaSO_4$ ,  $MgO$ ) поглощательная способность ближе к нулю для излучения любой частоты. Тело, для которого  $A_{\nu,T} = 0$ , называется «абсолютно белым» или просто «белым». Напротив, для тел типа сажи и платиновой черни поглощательная способность во всём диапазоне частот близка к 1; тело, для которого  $A_{\nu,T} = 1$ , называется «абсолютно чёрным». Существуют также тела, для которых поглощательная способность  $0 < A < 1$  и приблизительно постоянна в широком интервале частот; также тела называются «серыми».

Между величинами  $E_{\nu,T}$  и  $A_{\nu,T}$  существует точная количественная связь, которая выражается законом Кирхгофа: отношение  $E_{\nu,T} / A_{\nu,T}$  не зависит от природы тела и является универсальной функцией частоты и температуры:

$$E_{\nu,T} / A_{\nu,T} = f(\nu, T). \quad (4.13)$$

Природа этой функции устанавливается на основе понятия абсолютно черного тела; поскольку для него  $A_{\nu,T} = 1$ , то функция  $f(\nu, T)$  представляет собой излучательную способность абсолютно черного тела  $\varepsilon_{\nu,T}$ . Таким образом, закон Кирхгофа можно представить в виде:

$$E_{\nu,T} / A_{\nu,T} = \varepsilon_{\nu,T}. \quad (4.14)$$

Этот закон может быть строго выведен на основе одного из самых общих физических законов – второго начала термодинамики – и поэтому носит весьма общий характер. Он выполняется во всех случаях, независимо от механизма поглощения и природы излучающего тела, если оно находится в состоянии термодинамического равновесия. Применение закона Кирхгофа, в частности к излучению «плотной» газоразрядной плазмы было рассмотрено в т. II курса. Если тело сильно поглощает излучение, то его излучательная способность близка к этой величине для абсолютно чёрного тела. При этом сильное

поглощение может быть обусловлено как свойствами материала, так и структурой тела. Например, такое поглощение имеет место для зачернённых поверхностей, как уже упоминалось выше. Излучение, близкое по свойствам к «абсолютно чёрному», может быть получено от почти замкнутой поверхности с небольшим отверстием, диаметр которого не превышает 0,1 линейного размера полости. Любой луч света, попавший в полость, выйдет из неё сильно ослабленным из-за многократных отражений от стенок полости, поэтому поглощательная способность такого тела близка к 1, и измерительная способность близка к  $\varepsilon_{\nu,T}$  (по этой причине, в частности, окна домов при дневном свете выглядят тёмными). Изменяя температуру стенок полости и используя соответствующий спектральный прибор, можно с помощью такой модели исследовать распределение энергии в спектре абсолютно черного тела и установить вид универсальной функции  $\varepsilon_{\nu,T}$  (см. ниже). (Пористая структура поверхности, при которой многократные отражения света в порах обуславливают сильное поглощение света, является причиной того, что материалы типа бархата и вообще тканей с длинным ворсом выглядят «тёмными»). Солнце и звёзды, представляющие собой гигантские шары высокотемпературной плазмы, поглощают практически всё падающее на них излучение и потому по своим свойствам излучения близки к «абсолютно чёрному» телу, хотя вовсе не выглядят «чёрными». Таким образом, понятие «абсолютно чёрного» тела вовсе не связано с видимой окраской тела, а лишь характеризует его поглощательную способность.

Согласно закону Кирхгофа, знание поглощательных свойств во всём диапазоне частот позволяет определить излучательную способность любого тела по формуле:

$$E_{\nu,T} = A_{\nu,T} \cdot \varepsilon_{\nu,T}. \quad (4.15)$$

Поскольку  $A_{\nu,T} < 1$  для всех реальных тел, то  $E_{\nu,T}$  всегда меньше  $\varepsilon_{\nu,T}$ . Поглощательная способность веществ определяется экспериментальным путём различными методами. Поэтому выяснение вида функции  $\varepsilon_{\nu,T}$  представляет

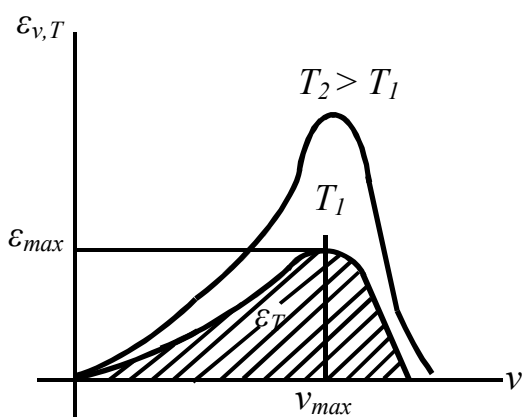


Рисунок 4.3

большой практический интерес; как будет видно из дальнейшего, исследование излучательной способности абсолютно чёрного тела непосредственно приводит к выводу квантовой природы света, т. е. имеет и важное научное значение. Опыты показали, что кривые  $\varepsilon_{\nu}(v)$  при различных  $T$  имеют вид, представленный на рисунке 4.3: при низких частотах  $\varepsilon_{\nu}$  возрастает приблизительно по закону  $\varepsilon_{\nu} \sim \nu^2$ , затем достигает максимума и круто спадает, приблизительно по

экспоненциальному закону, при высоких частотах. С повышением температуры количественный вид кривой  $\varepsilon(v)$  сохраняется, однако существенное изменение

претерпевают основные параметры этой зависимости, показанные на рисунке 4.3.

К этим параметрам относятся: положение максимума излучательной способности  $\nu_{max}$  (или соответствующая длина волны  $\lambda_{max}$ ), величина этого максимума  $\varepsilon_{max}$  и интегральная излучательная способность  $\varepsilon_T$ , графически изображаемая площадью под кривой  $\varepsilon_{\nu,T}(\nu)$ :

$$\varepsilon_T = \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu,T} d\nu. \quad (4.16)$$

Экспериментальные исследования позволили установить три основных закона излучения абсолютно чёрного тела, определяющие зависимость указанных параметров от температуры тела. Величина  $\nu_{max}$ , согласно «закону смещения» Вина, пропорциональна абсолютной температуре  $T$ ; соответственно  $\lambda_{max}$  обратно пропорциональна  $T$ :

$$\lambda_{max} = b/T, \quad \nu_{max} = c/b \cdot T, \quad (4.17)$$

где постоянная  $b$  равна 2 896 мкм·К. Это определяет видимый «цвет» нагретого «абсолютно чёрного тела». Например, при температуре верхних слоёв атмосферы Солнца около 5 800 К имеем оценку:  $\lambda_{max} \approx 0,5$  мкм; тепловые излучения со сплошным спектром и максимумом вблизи 0,5 мкм создаёт специфическое ощущение «белого» света (см. ниже). С понижением температуры  $\lambda_{max}$  смещается в сторону больших длин волн – в «инфракрасную» область спектра, не воспринимаемую человеческим глазом. Именно по этой причине «холодное» сильно поглощающее тело выглядит «чёрным» – его тёплое излучение практически полностью сосредоточено в инфракрасной области спектра. Аналогичным образом, с повышением температуры максимума тепловое излучение сдвигается в коротковолновую – невидимую «ультрафиолетовую» область. Однако при этом тело практически всегда остаётся видимым. Это объясняется вторым основным законом теплового излучения (иногда он называется законом «Вина»), согласно которому максимум интенсивности излучения при  $\nu_{max}$ , т. е. величина  $\varepsilon_{max}$ , воздействует пропорционально пятой степени абсолютной температуры:

$$\varepsilon_{max} = \text{const} T^5, \quad (4.18)$$

С повышением температуры резко возрастает интенсивность излучения при всех частотах, как было показано на рисунке 4.3, в том числе и на «длинноволновом хвосте» кривой, т. е. видимой области. Это даёт возможность, например, видеть глазом звёзды, температура которых значительно превышает солнечную. В связи с этим возрастает, естественно, и интегральная интенсивность теплового излучения, т. е. величина  $\varepsilon_T$ . Согласно закону Стефана – Больцмана:

$$\varepsilon_T = \sigma \cdot T^4, \quad (4.19)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup> – постоянная Стефана – Больцмана. Для упомянутых выше «серых» тел (поглощательная способность  $A$  которых мало

зависит от частоты) излучательная способность может быть определена по формуле:

$$E_T = A \cdot \sigma \cdot T^4. \quad (4.20)$$

Эти формулы широко используются, в частности, в теории радиационного теплообмена (см. т. I).

Точное аналитическое выражение для зависимости  $\varepsilon_{\nu,T}(\nu)$  может быть получено лишь на основе квантовых представлений, согласно которым свет излучается «порциями» – квантами излучения с энергией:

$$E = h \cdot \nu, \quad (4.21)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – «постоянная Планка» – входит в число фундаментальных «мировых констант» ( $c$ ,  $k$ ,  $c^m$ ,  $h$ ). Такое представление органически входит в систему понятий квантовой механики, которые будут кратко изложены ниже, в гл. 5. Последовательный вывод, на котором мы останавливаться не будем, приводит к так называемой «формуле Планка»:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \left( 2\pi\nu^2 / c^2 \right) h\nu / e^{h\nu/kT} - 1. \quad (4.22)$$

Излучатель, находящийся в полном термодинамическом равновесии со своим излучением, называется «планковским»; спектр его излучения является сплошным и точно описывается формулой (4.22). Таким «идеальным» излучением является замкнутая полость с непрозрачными стенками, поддерживаемыми при постоянной температуре  $T$  (см. ниже). Реальные излучатели могут лишь приближаться по свойствам к планковскому в большей или меньшей степени. Например, нагретое твёрдое тело с зачернённой поверхностью испускает излучение со сплошным спектром, близким к (4.22), поскольку его атомы сильно взаимодействуют друг с другом, и его «оптическая плотность» велика; по той же причине излучение высокотемпературной плазмы также близко к «планковскому». Вопрос о возникновении сплошного спектра излучения реальных тел будет рассмотрен в более общем виде в гл. 5.

Из формулы Планка могут быть строго выведены приведенные выше основные законы излучения абсолютно твёрдого тела. Проиллюстрируем это на законе Стефана – Больцмана. Подставляя (4.22) в (4.16), имеем:

$$\varepsilon_T = 2\pi h / c^2 \int_0^\infty \nu^3 d\nu / e^{h\nu/kT} - 1, \quad (4.23)$$

Используя известную формулу

$$\int_0^\infty x^{2n-1} dx / e^{px} - 1 = (-1)^{n-1} \left( 2\pi/p \right)^{2n} B_{2n} / 4n \quad (4.24)$$

( $B_{2n}$  – число Бернулли), которая при  $n = 2$  даёт ( $B_4 = 1/30$ ):

$$\int_0^\infty x^3 dx / e^{px} - 1 = \pi^4 / 15p^4, \quad (4.25)$$

приходим к выражению (4.18), в котором:

$$\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15c^2 h^3. \quad (4.26)$$

После подстановки констант получается указанное значение постоянной Стефана – Больцмана. В предельных случаях формула Планка может быть существенно упрощена. При высоких частотах, когда  $h\nu \gg kT$ ,  $e^{h\nu/kT} \gg 1$ , имеем:

$$\varepsilon_{\nu,T} \approx 2\pi h \nu^3 / e^{-h\nu/kT}. \quad (4.27)$$

Поскольку экспоненциальная функция «быстрее» степенной, то при высоких частотах  $\varepsilon_{\nu,T}$  резко спадает с частотой приблизительно по экспоненциальному закону; таким образом, коротковолновой «хвост» кривой  $\varepsilon_{\nu,T}(\nu)$  («кривой Планка») оказывается сравнительно «коротким». Напротив, со стороны длинных волн «хвост» кривой оказывается более длинным, как уже отмечалось выше; действительно, при низких частотах, когда  $h\nu \ll kT$ ,  $e^{h\nu/kT} \approx 1 + h\nu/kT$ , вместо (4.22) имеем:

$$\varepsilon_{\nu,T} \approx \left( 2\pi \nu^2 / c^2 \right) kT. \quad (4.28)$$

Это выражение, называемое «формулой Рэлея – Джинса», может быть получено методами «классической» физики, т. е. без введения представления о световых квантах. Этот вывод имеет очень важное принципиальное значение: законы «классической» физики оказываются «предельным случаем» квантовомеханических законов при низких частотах. Например, при  $T = 3\,000\text{ К}$   $kT \approx 4,1 \cdot 10^{-20}$  Дж, и условие  $h\nu \ll kT$  принимает вид:  $\nu \ll 6,25 \cdot 10^{13}\text{ с}^{-1}$ , или  $\lambda \gg 5\text{ мкм}$ . Отсюда видно, что «чисто волновые» свойства света могут иметь место только в инфракрасной области спектра теплового излучения. В видимой области квантовые свойства света уже заметно проявляются и будут рассмотрены в гл. 5. В этой области энергия кванта ( $h\nu$ ) уже настолько велика, что свет в ряде явлений ведёт себя как поток частиц – «фотонов», которые могут «индивидуально» взаимодействовать с атомами вещества (типичным примером такого явления является фотоэлектрический эффект). Напротив, в области радиоизлучения квантовую структуру света в подавляющем большинстве случаев можно не учитывать и пользоваться «чисто волновыми» представлениями (см. т. II).

Тепловое излучение играет большую роль в природе и широко используется на практике. Как уже отмечалось выше, Солнце с хорошей точностью может считаться «абсолютно чёрным» телом, т. е. «планковским излучателем», и его излучение, приходящее на Землю, является, по существу, необходимым условием жизни на Земле. В частности, оно определяет условия освещения, создавая, так называемый «дневной свет» (см. выше). Кроме того, энергия солнечного излучения является главной «приходной статьей» теплового баланса Земли (вместе с её атмосферой) и определяет её климат. Солнечное излучение частично отражается атмосферой Земли, а частично поглощается нею и земной поверхностью. При этом выделяется определённое

количество тепла, которое затем сложным образом перераспределяется в системе «Земля – атмосфера», вызывая целый комплекс физических явлений. Остановимся на этом несколько подробнее ввиду большой практической важности этих явлений, лежащих в основе климатологии и физической метеорологии.

Собственное тепловое излучение земной атмосферы называется «атмосферным излучением». Излучение, направленное к земной поверхности, называется «противоизлучением» атмосферы; оно измеряется специальными приборами – «пиргеометрами». При безоблачном небе противоизлучение зависит, главным образом, от влажности и температуры воздуха и на уровне поверхности Земли обычно находится в пределах 300–400 Вт/м<sup>2</sup>. При наличии облачности противоизлучение усиливается, и при сплошной облачности оно резко убывает с высотой. Тепловое излучение земной поверхности называется «земным излучением». Поверхность Земли излучает как «серое» тело, т. е. её «степень черноты»  $\varepsilon$  практически не зависит от длины волны; интегральная интенсивность земного излучения (с единицы поверхности) может поэтому вычисляться по формуле  $E = \varepsilon \sigma T^4$ , где  $T$  – температура земной поверхности. Для различных участков земной поверхности величина  $\varepsilon$  составляет от 0,9 до 0,98; интересно, что наиболее близким по характеру излучений к «абсолютно черному» телу оказывается свежеснеженный (не слежавшийся) снег ( $\varepsilon \approx 0,99$ ), что объясняется его рыхлой («пористой») структурой. В интервале температур от  $-50^\circ$  до  $+50^\circ$  С интенсивность земного излучения составляет от 140 до 620 Вт/м<sup>2</sup>. Разность между земным излучением и противоизлучением на уровне земной поверхности называется «эффективным излучением»; его величина зависит от всех указанных выше факторов – температуры поверхности Земли и атмосферного воздуха, его влажности и наличия облачности. Тепловое излучение атмосферы и поверхности Земли в мировое пространство называется «уходящим» излучением; оно существенно зависит от времени года и широты местности (возрастает к экватору) и обычно находится в пределах 170–240 Вт/м<sup>2</sup>.

Тепловое излучение является важной составной частью «радиационного баланса» атмосферы, «приходную» часть которого составляют поглощенная (и, в небольшой мере, рассеянная) солнечной радиацией  $q'$  и поглощённое атмосферой тепловое излучение «подстилающей поверхности» (поверхности суши и мирового океана)  $U_n$ , а «расходную» часть – «противоизлучение» атмосферы  $G_0$  и излучение атмосферы в мировое пространство  $U_\infty$ . Поэтому уравнение радиационного баланса атмосферы имеет вид:

$$R_a = U_n + q' - G_0 - U_\infty, \quad (4.29)$$

или

$$R_a = F_0 - F_\infty + q', \quad (4.30)$$

где  $F_0$  – «эффективное излучение», а  $F_\infty$  – «уходящее» излучение. Величину  $U_n$  можно представить в виде:  $U_n = A_n \cdot U_0$ , где  $U_0$  – восходящий поток теплового излучения на уровне подстилающей поверхности,  $A_n$  – его доля, поглощённая атмосферой; по определению:

$$F_0 = U_0 - G_0, \quad F_\infty = U_0(1 - A_n) + U_\infty. \quad (4.31)$$

Радиационный баланс атмосферы испытывает суточные и годовые изменения, но всегда является отрицательным; в общем тепловом балансе он компенсируется приходом тепла за счёт конденсации водяного пара  $Lr$  (где  $L$  – скрытая теплота испарения (конденсации),  $r$  – сумма выпавших атмосферных осадков), турбулентной теплоотдачей от подстилающей поверхности к атмосфере  $P$  и потоком тепла при горизонтальном переносе воздуха («адвекция»)  $A$ . Таким образом, уравнение теплового баланса атмосферы имеет вид:

$$R_a + L_r + P + A = 0, \quad (4.32)$$

где  $R_a < 0$ ,  $L_r > 0$ ,  $P$ , как правило,  $> 0$ , а величина  $A$  в низких широтах  $< 0$ , а в высоких  $- > 0$ , т. к. адвекция происходит в направлении от экватора к полюсам. Типичная величина  $R_a$  в среднем за год:  $R_a \approx -80 \text{ Вт/м}^2$ .

Приходную часть радиационного баланса подстилающей поверхности составляют прямая солнечная ( $Q$ ) и рассеянная ( $q$ ) радиации и поглощённое поверхностью противоизлучение атмосферы, расходную часть – потери тепла за счёт собственного теплового излучения поверхности  $U_{nn}$ . Уравнение баланса имеет вид:

$$R_n = (Q + q)(1 - \beta) + \delta G_0 - U_{nn} \quad (4.33)$$

или, поскольку  $U_0 - G_0 = U_{nn} - \delta G_0 = F_0$ ,

$$R_n = (Q + q)(1 - \beta) - F_0, \quad (4.34)$$

здесь  $\delta$  – поглощательная способность подстилающей поверхности (для теплового излучения), а  $\beta$  – её «альбедо» для коротковолновой радиации (т. е. отрицательная способность «матовой» – диффузно-отражающей поверхности). Величина  $R_n$  испытывает суточные и годовые изменения; днём обычно имеет место положительный, ночью – отрицательный баланс. На величину  $R_n$  оказывают существенное влияние высота Солнца над горизонтом, продолжительность дня, облачность, состояние и температура подстилающей поверхности, температура и влажность атмосферы. Среднегодовой баланс подстилающей поверхности возрастает от 200–400 мДж/м<sup>2</sup> в районе полярного круга до 3400–6000 мДж/м<sup>2</sup> в приэкваториальной области (максимальное значение – более 6000 мДж/м<sup>2</sup> – отмечено на севере Аравийского моря). На одной и той же широте баланс на море часто больше, чем на суше (в экваториальной области). Радиационный баланс подстилающей поверхности является одним из основных климатообразующих факторов. Другими составляющими теплового баланса подстилающей поверхности является затрата тепла на испарение количества влаги  $E$ , равная  $LE$  и теплоотдаче при турбулентном теплообмене с атмосферой  $P$ , а также теплообмен внутри самой подстилающей поверхности  $\Phi$ . Таким образом, уравнение баланса для подстилающей поверхности имеет вид:

$$R_n + LE + P + \Phi = 0. \quad (4.35)$$

Величина  $\Phi$  для суши характеризует теплообмен в почве и в среднем за год близок к нулю. Для мирового океана  $\Phi$  определяется вертикальным турбулентным теплообменом и горизонтальной адвекцией (перенос тепла



морскими течениями). В среднем за год величина  $\Phi$  определяется только океанической адвекцией. Наибольшей по величине составляющей теплового баланса подстилающей поверхности является её радиационный баланс. Максимумы и минимумы составляющих теплового баланса поверхности Земли наблюдаются летом и зимой, соответственно.

Суммируя приведенные выше уравнения теплового баланса атмосферы и подстилающей поверхности, можно получить уравнение баланса для Земли в целом – системы «Земля – атмосфера». Если энергию солнечной радиации, приходящей на внешнюю границу земной атмосферы (эта величина называется «солнечной постоянной» и равна в среднем  $1\,400\text{ Вт/м}^2$ ), приняв за 100 %, то усреднённый тепловой баланс системы «Земля – атмосфера» может быть приблизительно представлен в виде таблицы 1.

Из этих данных видно, что отрицательный радиационный баланс атмосферы ( $12 + 6 + 2 + 108 - 151 = -23$ ) компенсируется теплом конденсации (+19) и теплоотдачей от подстилающей поверхности (+4). Положительный радиационный баланс подстилающей поверхности ( $16 + 27 + 96 - 116 = +23$ ) компенсируется теплоотдачей (-4) и испарением (-19). Радиационный баланс Земли в целом равен нулю, т. е. приходящая от Солнца радиация (+100) расходуется на отражение облаками, атмосферой и подстилающей поверхностью ( $-27 - 7 - 3 = -37$ ), излучение поверхности Земли в Космос (-8) и излучение атмосферы в Космос (-55).

Таблица 1 – Усредненный тепловой баланс системы «Земля-атмосфера»

1. Коротковолновое излучение (от УФ до ближнего ИК)	Единица измерения
Поступает от солнца на внешнюю поверхность стратосферы	100
А. Из этого потока:	
– отражение от облаков в мировое пространство	27
– рассеивается атмосферой в мировое пространство	7
– поглощается облаками	12
– поглощается атмосферой	6
Б. Достигает земной поверхности:	
– в виде прямой солнечной радиации	80
– в виде рассеянной радиации	18
В. Из дошедшей до земной поверхности радиации:	
– поглощается подстилающей поверхностью	
прямой солнечной радиации	27
рассеянной радиации	16
– отражается от подстилающей поверхности	
прямой солнечной радиации	3
рассеянной радиации	2
– из отраженной от подстилающей поверхности радиации	
уходит в мировое пространство	3
поглощается атмосферой	2

Продолжение таблицы 1

2. Длинноволновое излучение в интервале 4–40 мкм	Единица измерения
Излучается атмосферой	151
Из него:	
– излучается в мировое пространство	55
– приходит на подстилающую поверхность	96
Излучается подстилающей поверхностью	116
Из него:	
– поглощается атмосферой	108
– уходит в мировое пространство	8
3. Прочие составляющие теплового баланса	
– турбулентная теплоотдача от подстилающей поверхности в атмосферу	4
– тепло конденсации (испарения)	13

Как указывалось выше, подавляющая часть (99 %) длинноволнового излучения в атмосфере (теплового излучения Земной поверхности, атмосферы и облаков) при существующих температурных условиях в околоземном пространстве (до границы стратосферы – 40 км – примерно от 200 К до 330 К) имеет длины волн от 4 мкм до 40 мкм, т. е. в ближней и средней ИК-области. В этом спектральном интервале атмосфера, представляющая собой смесь различных газов, обладает резко выраженным «селективным» (избирательным) поглощением излучения. Основные газы – азот, кислород и аргон – в этой области не поглощают и не излучают; главным источником длинноволнового излучения является водяной пар, углекислый газ и озон, в основном сосредоточены в тропосфере и стратосфере. Наиболее интенсивное излучение (и, следовательно, поглощение) имеет место в интервале волн 5 – 8 мкм и свыше 18 мкм ( $H_2O$  – пар), 13 ÷ 17 мкм ( $CO_2$ ) и 9–10 мкм (озон –  $O_3$ ). Наиболее прозрачна атмосфера в областях 8–12 мкм и 17–18 мкм («атмосферные окна»). Спектр теплового излучения близок к спектру водяного пара, но более интенсивен, и они практически не прозрачны для длинноволнового излучения. Таким образом, атмосфера Земли, сравнительно легко пропуская солнечную радиацию с широким спектром длин волн (от УФ до ИК области), эффективно задерживает земное тепловое излучение, что способствует аккумуляции тепла Землёй; эта закономерность называется «парниковым эффектом». Коротковолновая радиация интенсивно поглощается Землёй, альбедо которой, в общем, невелико (около 0,45) и вызывает значительный тепловой эффект (отметим, что слой озона интенсивно задерживает «жесткое» излучение в УФ-области, обладающее сильным биологическим действием). В то же время нагретая земная поверхность испускает преимущественно длинноволновое излучение, задерживаемое атмосферой; в мировое пространство уходит не более 10–20 % излучения, согласно приведённым выше данным. Накопление углекислого газа в атмосфере в результате «антропогенных» (т. е. созданных

человеком) факторов может привести к усилению «парникового эффекта» и необратимым изменением климата на планете. Отметим, что на Венере, атмосфера которой в значительной (возможно, и в большей) части состоит из  $CO_2$  и поэтому парниковый эффект выражен значительно резко, температура поверхности достигает 600–700 К. В связи с этим проблема борьбы с загрязнением атмосферы во избежание нежелательных климатических изменений приобретает глобальное значение и является в настоящее время предметом обсуждения на многих международных форумах.

Из многочисленных практических применений теплового излучения мы остановимся здесь на «оптической пирометрии» – определении температуры нагретых тел по характеристикам их излучения. Тепловые источники, используемые в светотехнике, были уже описаны в т. II, а на некоторых специфических применениях инфракрасного и ультрафиолетового излучений мы остановимся подробнее в п. 4.3 и п. 4.4.

Действие пирометров основано на измерении указанных выше характеристик теплового излучения нагретого тела. В радиационных пирометрах измеряется суммарная излучательная способность поверхности тела  $E_m$ , т. е. полный световой поток во всём спектральном диапазоне. При этом изображение светящегося источника проектируется на приёмник, регистрирующий излучение по его тепловому действию; в качестве таких приёмников обычно используются термопары или болометры, устройство которых было описано в т. II. Для абсолютно чёрного тела по измеренной величине  $\varepsilon_t$  можно вычислить его собственную температуру. Для реальных, «нагретых» тел с помощью радиационного пирометра определяется не истинная, а так называемая «радиационная» температура, т. е. температура  $T_p$  абсолютно чёрного тела, при которой его интегральная излучательная способность  $\varepsilon_t$  равна  $E_t$  для исследуемого тела. Если тело можно считать «серым», т. е. выполняется соотношение (4.20), то для определения истинной температуры тела  $T$  имеем условие:

$$\sigma T_p^4 = A \sigma T^4, \quad (4.36)$$

откуда:

$$T = T_p \sqrt[4]{A} \quad (4.37)$$

Величина  $A$  определяется экспериментальным путём для многих материалов, применяемых в технике; обычно она несколько возрастает с повышением температуры. При температурах 1 000–3 000 К величина  $A$  составляет 0,1–0,3, а для окисей металлов и угля может доходить до 0,9. Из (4.37) видно, что радиационная температура тела всегда ниже его истинной температуры. Однако на значительный разброс значений  $A$  для реальных тел (следует ещё учесть, что многие тела по своим оптическим свойствам не являются «серыми»), радиационные пирометры широко применяются для контроля технологических процессов на производстве, а также и в научных исследованиях. Причина этого очевидна из формулы (4.37), в которую входит  $\sqrt[4]{A}$ . При не слишком малых  $A$  эта величина сравнительно мало отличается от 1,

и  $T_p$  также близка к истинной температуре  $T$  (например, при  $A = 0,5$  имеем:  $T_p \approx 0,84$ ), т. е. в этом случае показания радиационного пирометра дадут значения, заниженные всего на 15 %. В ряде практических случаев такая точность оказывается достаточной для инженерных оценок температуры.

Для определения температуры можно использовать также измерение положения максимума в спектре излучения нагретого тела  $\nu_{max}$  или  $\lambda_{max}$ . Для абсолютно чёрного тела такое измерение даст возможность вычислить истинную температуру на основании «закона смещения» Вина. Для реально «нагретого» тела в ряде случаев удаётся отождествлять кривую  $E_{\nu,T}(\nu)$  при «истинной» температуре  $T$  с кривой  $\varepsilon_{\nu,T}(\nu)$  для абсолютно чёрного тела при некоторой температуре  $T_u$ , которая называется «цветовой температурой»; при этом раскалённое тело имеет примерно такой же видимый «цвет», как и чёрное тело при температуре  $T_u$ . Если же кривая  $E_{\nu,T}(\nu)$  резко отличается от характерной для «чёрного» тела, то понятие цветовой температуры теряет смысл. Определение  $T_u$  возможно лишь для «серых» тел, для которых кривая  $E_{\nu,T}(\nu)$  геометрически подобна  $\varepsilon_{\nu,T}(\nu)$  согласно формуле (4.22), например, для угля, металлов и их окислов и т. д. Для этой цели необходимо исследовать кривую  $E_{\nu,T}(\nu)$  (или  $E_{\lambda,T}(\lambda)$ ) с помощью соответствующих спектральных приборов. В отличие от  $T_p$ , цветовая температура обычно больше истинной и меньше отличается от неё, чем  $T_p$ . Поэтому «цветовая» пирометрия, несмотря на необходимость более сложной техники (спектральное оборудование), также широко применяется на практике.

Наиболее распространены в лабораторной практике «яркостные» пирометры, в частности, пирометр «с исчезающей нитью». В их основе лежит сравнение излучательных способностей или видимых яркостей излучения исследуемого нагретого тела и абсолютно чёрного тела на одном и том же спектральном участке (вблизи максимума излучательной способности  $E_{max}$ ). В пирометре с исчезающей нитью в фокусе объектива  $Об$  помещается электрическая лампа  $Л$  с балконом из высококачественного оптического стекла и накаливаемой нитью, изогнутой в форме полуокружности (рис. 4.4). Изображение исследуемого объекта  $И$  проектируется с помощью системы

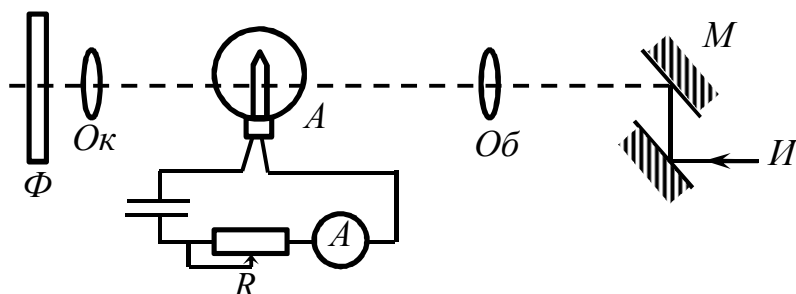


Рисунок 4.4

зеркал  $M$  и объектива  $Об$  на плоскость нити лампы. Через окуляр  $Ок$  одновременно наблюдается средняя часть нити и изображение источника. Между окуляром и глазом помещается светофильтр  $\Phi$  из красного стекла, выделяющий область

излучения вблизи 660 нм. Ток через нить лампы регулируется реостатом  $R$  и точно измеряется с помощью амперметра  $A$ . Процесс измерения заключается в том, что ток изменяется до тех пор, пока светящаяся нить не «исчезнет» на

фоне изображения тела; при этом яркости излучения нити и источника (объекта) для заданной длины волны  $\lambda = 660$  нм совпадают, т. е. их излучательные способности также одинаковы. При предварительной градуировке определяются температуры «чёрного» тела, соответствующее исчезновение нити при различных силах тока. Поэтому по показанию амперметра в процессе измерения можно определить температуру «чёрного тела»  $T_{\text{я}}$ , соответствующую яркости излучения исследуемого тела и называемую «яркостной» температурой. Для «чёрных» тел  $T_{\text{я}}$  равно истинной температуре  $T$ ; для нагретых тел яркостная температура  $T_{\text{я}}$  всегда ниже истинной, и, как и  $T_p$ , может заметно отличаться от неё. Если известно отношение яркости излучения тела при 660 нм к яркости «чёрного» тела при той же температуре, то от измеренной яркости температуры может перейти к истинной. Величина этого отношения измерена экспериментальным путём для многих используемых в технике материалов; она обычно мала для чистых металлов (например, для серебра – 0,06, для меди (расплавленной) – 0,15 (при 1500 К) и т. д.), а для окислов металлов и угля достигает 0,8–0,9. Эти значения получены для направления, нормального к излучающей поверхности, поэтому именно так должна осуществляться настройка пирометра в процессе проведения измерений. В других направлениях указанная величина может принимать существенно иные значения, поэтому точность наводки пирометра имеет большое значение при проведении пирометрических исследований.

Используя формулу Планка, можно получить связь между яркостной и истинной температурами тела, введя отношение:

$$E_{\nu,T} / A_{\nu,T} = e_{\nu,T} \quad (4.38)$$

или

$$E_{\lambda,T} / A_{\lambda,T} = e_{\lambda,T}, \quad (4.39)$$

которое зависит от длины волны и температуры и характеризует отличие излучательных свойств реального тела от свойств абсолютно чёрного тела. Указанная связь дается выражением:

$$C/\lambda \left( 1/T - 1/T_{\text{я}} \right) = \ln e_{\lambda,T}, \quad (4.40)$$

где  $C$  – постоянная, равная  $hc / k = 1,438$  см · К.

Помимо описанного выше пирометра с исчезающей нитью, существует ряд других видов пирометров, предназначенных для определения  $T_{\text{я}}$  с последующим расчётом истинной температуры  $T$  по формуле (4.40). Используются также различные типы радиационных и цветовых пирометров. Все эти приборы определяют какую-либо из «условных» температур, отличающихся от истинной: температуры  $T_p$  и  $T_{\text{я}}$  всегда меньше, а  $T_{\text{ц}}$  – обычно больше истинной температуры тела, причём, как правило, меньше отличается от неё, чем  $T_p$  и  $T_{\text{я}}$ . Следует также иметь в виду, что возможности применения

пирометров существенно ограничены «снизу». При температурах менее 1000 К яркость излучения нагретых тел быстро падает (например, при применении яркостных пирометров – как  $T^5$ , см. выше), что резко сказывается на точности визуальных наблюдений, а затем делает их практически невозможными. Поэтому пирометрия используется лишь для измерения значительно высоких температур – выше 1 500–2 000 К, когда поведение температурных измерений другими методами становится затруднительным (заметим, что для измерения температур ниже 1 000 К имеется ряд надёжных методов). При температуре выше 2 000 К пирометрия становится практически единственным надёжным способом измерения. Следует также иметь в виду большое достоинство пирометрического метода – его «дистанционность», т. е. возможность проведения измерений вдали от исследуемого объекта. Такая ситуация встречается на практике и в частности при астрономических наблюдениях; поэтому пирометры широко используются в астрономических исследованиях и дают ценную информацию о состоянии различных объектов Вселенной, многие из которых удалены от нас на миллионы и миллиарды световых лет.

### 4.3 Ультрафиолетовое излучение

Согласно изложенному в п. 4.2, любой источник теплового излучения даёт сплошной спектр, занимающий значительный диапазон длин волн. При этом «коротковолновой хвост» спектра является сравнительно «коротким», поэтому при не очень высоких температурах (менее 1 000 К) излучение сосредоточено, главным образом, в инфракрасной и видимой области. Однако при более высоких температурах излучение в области длин волн короче 400 нм быстро усиливается. Действие ультрафиолетового излучения Солнца, температура поверхности которого близка к 6 000 К, уже заметно проявляется в земных условиях по его ионизирующему и биологическому действию. Спектр излучения многих газоразрядных источников света, например, ртутных ламп, содержит ультрафиолетовые линии (например,  $Hg$  253,7 нм и 184,9 нм), что обнаруживается с помощью специальных спектральных приборов. В целом под ультрафиолетовым излучением подразумевают электромагнитное излучение с длиной волны примерно 380–10 нм (более коротковолновое излучение относят к рентгеновской области, см. гл. 5); в этом диапазоне выделяют ближнюю (до 180–190 нм) и далёкую или «вакуумную» области (190–10 нм). Далёкая ультрафиолетовая область интенсивно поглощается кислородом воздуха и потому может исследоваться только с помощью специальных спектральных приборов (см. гл. 5). Как будет пояснено ниже, ультрафиолетовое излучение может возникать при переходе между возбуждёнными уровнями нейтральных атомов или ионов и в этом случае имеет линейчатый спектр, или в результате возбуждения колебательно-вращательных уровней молекул (возникает «полосатый» спектр излучения) или же, наконец, рекомбинационных и тормозных процессах, при движении электронов,

например, в плотной плазме (см. т. II), тогда спектр излучения оказывается сплошным.

Большая энергия кванта  $h\nu$  ультрафиолетового излучения обуславливает особенности его взаимодействия с веществом, что проявляется, в частности, в существенном изменении оптических свойств многих веществ в этой области. Об усилении поглощения в воздухе в ультрафиолетовом диапазоне уже упоминалось выше. Это характерно и для оптического стекла, которое становится практически непрозрачным при  $\lambda < 320$  нм. Поэтому в качестве оптических материалов в этой области используется кварц, флюорит, увиолевое стекло и немногие другие материалы (например,  $LiF$  – до 105 нм). Ниже 100 нм прозрачных для ультрафиолета материалов практически нет. Из газообразных веществ гелий пропускает излучение примерно до 50 нм. Наряду с ростом поглощения имеет место резкое уменьшения коэффициента отражения в коротковолновой области спектра для всех материалов, в том числе и металлов. Ниже 40 нм коэффициент отражения даже для лучших металлов составляет менее 1 %. Таким образом, ниже этой длины волны обычная «оптика» перестаёт действовать, и необходимо использовать другие методы спектроскопии. По этому признаку в основном и устанавливается «граница» между ультрафиолетовым и рентгеновским излучениями, хотя их физическая природа одна и та же (свойства рентгеновских лучей будут рассмотрены в гл. 5).

Квантовые свойства ультрафиолетового излучения проявляются и во многих других физических эффектах. Выше, в п. 4.2, мы видели, что в ультрафиолетовой области интенсивность теплового излучения резко падает, что можно объяснить только на основе квантовой природы света. Ультрафиолетовое излучение очень эффективно возбуждает и ионизирует атомы и молекулы вещества, вызывая, в частности, такие явления, как интенсивную фотолюминесценцию, фотоэлектрический эффект, различные фотохимические реакции (окисление, разложение, полимеризацию и т. д.). Все эти особенности взаимодействия ультрафиолетового излучения с веществом лежат в основе его многочисленных практических применений. Из «чисто светотехнических» применений отметим люминесцентные лампы («лампы дневного света»), действие которых основано на том, что ультрафиолетовое излучение ртутного разряда низкого давления эффективно возбуждает люминесценцию специально подобранных веществ – люминофоров – нанесённых на внутреннюю поверхность стенки разрядной трубки. При этом невидимое ультрафиолетовое излучение преобразуется в видимое излучение, причём соответствующим подбором состава люминофоров можно создать свет, близкий к «дневному»; поэтому люминесцентные лампы обладают хорошими индексами цветопередачи и высокой светоотдачей (около 100 лм/Вт). Некоторые технические детали и теоретические соображения, относящиеся к люминесцентным лампам, были приведены в т. II курса. Высокая эффективность возбуждения люминесценции в ультрафиолетовой области широко используется в люминесцентном анализе и люминесцентной

дефектоскопии (см. гл. 6). Ультрафиолетовое излучение применяется в криминалистике для установления подлинности документов, идентичности красителей (в частности, при обнаружении следов реставрации или подделок на картинах) и т. д. избирательное поглощение ультрафиолетового излучения многими веществами используется для обнаружения вредных примесей в атмосферном воздухе в технике кондиционирования. Ультрафиолетовое излучение используется в различных отраслях промышленности для ускоренного испытания красок, бумаги и тканей на выцветание, для отбеливания материалов, ускорения полимеризации смол и пластмасс, стерилизации статических электрических зарядов и т. д.

Остановимся несколько подробнее на рассмотрении «ультрафиолетовой микроскопии». Как было установлено выше, разрешающая способность микроскопа при переходе к более коротким волнам повышается ( $r \sim 1/l$ ), что расширяет возможности микроскопического исследований. Кроме того, усиление поглощения в ультрафиолетовой области открывает новые возможности для проведения абсорбционного анализа (без необходимости «окрашивания» препаратов). В «ультрафиолетовом микроскопе» линзы конденсора и объектива изготавливаются из кварца или флюорита, прозрачных для ближней ультрафиолетовой области спектра. Изображение в ультрафиолетовых лучах регистрируется фотографическим способом, наблюдается на люминесцирующем экране или преобразуется в видимое с помощью электронно-оптического преобразователя. Существует также метод «цветовой» трансформации микроскопического изображения, в котором объект фотографируется в трёх различных ультрафиолетовых длинах волн, а затем негативы, освещённые тремя основными цветами, проектируются одновременно на экран, где и наблюдается цветное изображение объекта. Ультрафиолетовый микроскоп используется в химических и биохимических исследованиях (витаминов, аминокислот, нуклеиновых кислот), в минералогии для исследования поверхностей шлифов различных природных минералов и т. д.

Многочисленные применения ультрафиолетового излучения в медицине, биологии, сельском хозяйстве и животноводстве основаны на его ярков выраженном биологическом действии, которое обусловлено сильным поглощением в биообъектах (тканях, коже) и большой энергией кванта излучения. Биологическое действие возникает в результате поглощения квантов молекул биополимеров и образования в тканях свободных радикалов воды и других низкомолекулярных соединений.

Различные биообъекты обнаруживают существенно различную чувствительность к воздействию ультрафиолетового излучения. Излучение в области 200–240 нм оказывает очень сильное – губительное или мутагенное – на клетки животных и растений и микроорганизмов. Это обусловлено, прежде всего, поглощением излучения нуклеиновыми кислотами, особенно ДНК, что приводит к повреждению генетического аппарата клетки и к её гибели или появлению мутации. Чувствительность клеток к облучению зависит от их



состояния и наличия генетических мутаций. С другой стороны, воздействие облучения проявляется в повышении частоты мутации генов в тысячи раз; это явление имеет большие перспективы применения в «генной инженерии» будущего и используется также в селекции растений и промышленных микроорганизмов в производстве антибиотиков, аминокислот, витаминов и белковой биомассы. Предполагается, что это генетическое действие ультрафиолетового излучения могло сыграть значительную роль в эволюции живых существ на Земле в отдалённые эпохи, когда его интенсивность была выше, чем в современные эпохи.

При ультрафиолетовом облучении растений в них происходят различные биохимические изменения, что позволяет повлиять на процессы вызревания и прорастания семян, развития проростков и т. д. При этом необходимо правильно выбрать дозу облучения. Облучение ультрафиолетом в малых дозах оказывает на человека и животных благоприятное действие, способствуя образованию витамина Д и улучшению иммунобиологических свойств организма. Облучение кожи вызывает характерное покраснение – «эритему», которая затем переходит в защитную пигментацию – «загар». Наиболее сильное эритемное действие имеет место при  $\lambda = 296,7$  и  $253,7$  нм (резонансная линия ртути). Чрезмерные дозы облучения могут вызвать ожоги кожи, повреждение глаз (фотоофтальмию) или даже оказать канцерогенное действие на кожу.

Ультрафиолетовое излучение широко используется в медицине, о чём уже упоминалось выше. В животноводстве его применяют для профилактики и лечения рахита у животных, заживления ран и повышения иммунологических реакций организма. В летний период сельскохозяйственные животные получают «естественные» дозы ультрафиолетового облучения. В зимне – стойловый период проводят групповое облучение животных специальным источником ультрафиолета, например, бактерицидной, ртутно-кварцевой или эритемной лампами. Дозы облучения существенно различны для разных животных; оптимальные дозы установлены экспериментальным путём и приведены в специальных руководствах. Птиц при клеточном содержании облучают круглосуточно. Крупных животных (например, рогатый скот) облучают в фиксационных станках, на привязи; телят и жеребят – в клетках; пушных зверей и поросят – в специальных ящиках с клетками и т. д. Источник излучения помещается на определённом расстоянии от животного, в зависимости от его мощности, назначения облучения и т. д.

В последнее время облучение сельскохозяйственных животных осуществляют, как правило, комбинированно, с помощью установок, содержащих источники ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения в различных комбинациях. Некоторые типы отечественных облучательных установок такого типа будут описаны ниже.

Отметим также большое научное значение спектральных исследований в ультрафиолетовой области. Здесь находятся многие резонансные линии нейтральных атомов и одно- и двухзарядных ионов, а также линии, излучаемые возбуждёнными конфигурациями многозарядных ионов. Здесь же расположены

электронно-вращательно-колебательные полосы многих молекул. В ультрафиолетовой области располагаются полосы поглощения для большинства полупроводников, обусловленные прямыми переходами из валентной зоны в зону проводимости. Многие химические соединения обнаруживают сильные полосы поглощения в ультрафиолете, которые можно использовать для повышения чувствительности абсорбционного спектрального анализа (см. выше). Поэтому излучение спектров испускания, поглощения и отражения в ультрафиолетовой области дают ценную информацию о расположении уровней атомов, ионов и молекул и вероятностей переходов между ними, об электронной структуре молекул и кристаллов. В ультрафиолете расположены также некоторые линии атомов и ионов, которые являются «запрещёнными» квантово-механическими законами и не наблюдаются в «земных» условиях, однако появляются в спектрах излучения чрезвычайно разряжённой плазмы (например, солнечной короны, туманностей и т. п.). Поэтому данные ультрафиолетовой спектроскопии весьма ценны для понимания физических процессов, протекающих в этих космических объектах. Большое научное и практическое значение имеют также исследования в области «вакуумного ультрафиолета» (ниже 190 нм); на специфических методах этих исследований мы остановимся подробнее ниже в гл. 5.

#### 4.4 Инфракрасное излучение

Согласно изложенному в п. 4.2., спектр теплового излучения «абсолютно чёрного» тела всегда содержит весьма протяжённую «инфракрасную» область, соответствующую электромагнитному излучению с длинами волн больше 0,7 мкм. Интенсивность этого излучения, имеющего сплошной спектр, быстро возрастает с температурой тела. «Длинноволновой границей» инфракрасной области условно принимают  $\lambda \approx 1$  мм; излучение с большими  $\lambda$  условно относят к «радиоволнам». Основанием для такого деления является то обстоятельство, что интенсивность теплового излучения  $\lambda > 1$  мм чрезвычайно мала, и для исследований в этой области необходимо использовать иные, «радиотехнические» способы создания и регистрации излучения (см. т. II). Указанный диапазон длин волн условно подразделяют, далее, на «ближнюю» (0,7–2,5 мкм), «среднюю» (2,5–50 мкм) и «далёкую» (50–1 000 мкм) инфракрасные области спектра.

Реальные тела в различных условиях дают излучение, которое может существенно отличаться по характеру спектра от инфракрасного излучения «чёрного» тела. Нагретые твёрдые и жидкие тела дают сплошной спектр излучения, который в инфракрасной области может сильно отличаться от спектра «чёрного» излучения. При температурах ниже 500 °С их излучение почти целиком сосредоточено в далёкой и средней инфракрасной области, и его интенсивность очень мала. При повышении температуры возрастает доля излучения в ближней инфракрасной и видимой области, а также общая интенсивность излучения, и наблюдается «красное» свечение нагретого тела.

При дальнейшем повышении температуры основная доля энергии излучения переходит в видимую и ультрафиолетовую области, и наблюдается «белое» свечение раскалённого тела. Наряду с этим изменяется и характер спектра излучения. Например, спектральное распределение энергии излучения человеческого тела близко к «чёрному» излучению с максимумом при 9,5 мкм, что, согласно закону смещения Вина, соответствует температуре 30 °С (303 К). Излучение Солнца также имеет спектр, близкий к спектру «чёрного» тела при температуре  $\approx 6\,000$  К, причём примерно 50 % приходится на инфракрасную область. В то же время распределение энергии излучения раскалённого вольфрама, используемого для изготовления спиралей ламп накаливания, при 2 450 К (лампа мощность 50 Вт) существенно отличается от спектра «чёрного» тела при той же температуре, особенно в инфракрасной области (рис. 4.5).

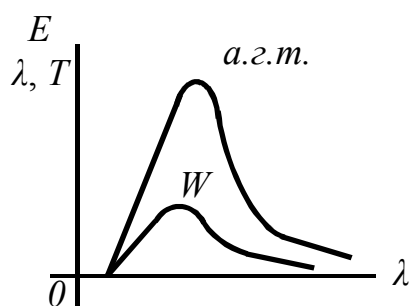


Рисунок 4.5

Таким образом, «белый» свет ламп накаливания создаёт иные условия освещения, чем «дневной» свет Солнца. Возбуждённые молекулы газов дают «полосатые» колебательно-вращательные инфракрасные спектры, состоящие из групп отдельных тесно расположенных спектральных линий (см. ниже гл. 5). Наконец, атомарные газы и пары (например, ртути) дают при возбуждении линейчатые инфракрасные спектры, отдельные линии в которых обусловлены переходами между близко расположенными атомными уровнями. Для ртути эти линии расположены в основном в области 1–2,3 мкм и используются на практике для градуировки спектральных приборов в этой области. Сравнительно интенсивные линии наблюдаются также в инфракрасной части спектра атома водорода (см. гл. 5).

Все эти виды возбуждения инфракрасного излучения используются при создании соответствующих источников. На практике, например, для целей сушки изделий, применяются мощные лампы накаливания (до 1 000 Вт) с вольфрамовой спиралью при температуре 2 200 К. Они дают инфракрасное излучение со сплошным спектром в интервале 0,7–2,7 мкм, с максимумом при 1,2 мкм. При наличии соответствующих светофильтров они могут использоваться для подсветки при фотографировании и наблюдении в темноте с помощью специальной аппаратуры. Также непрерывный спектр дают мощные угольные дуги с температурой около 4 000 К, керамические излучатели с газовым обогревом, спирали и металлические трубки, накаливаемые электрическим током примерно до 1 000 К («тёмные излучатели»), используемые для обогрева помещений. В спектроскопии в качестве инфракрасных источников применяются ленточные вольфрамовые лампы и штифты (типа Глобара, Нернста), а также некоторые типы оптических квантовых генераторов (ОКГ). Для регистрации излучения в рассматриваемой области используются тепловые (термоэлементы, болометры), фотографические (сенсibilизированные «инфрапластинки» до 1,2 мкм) и

фотоэлектрические (фотоэлементы, фотосопротивление) приёмники. Принцип действия некоторых из них был рассмотрен в гл. 2, а других описывается ниже, в гл. 5.

Сравнительно малая энергия кванта инфракрасного излучения обуславливает проявление им преимущественно волновых свойств и характер взаимодействия излучения с веществом. Поглощение в этой области для большинства веществ носит резко выраженный селективный характер – наблюдаются сравнительно узкие (особенно для тонких плёнок) полосы поглощения, характеристики которых зависят от состава и структуры молекул. Прозрачность многих веществ в инфракрасной области резко падает; например, слой воды толщиной всего в несколько см практически непрозрачен для излучения с  $\lambda > 1$  мкм, что обуславливает её применение в теплозащитных фильтрах. В далёкой инфракрасной области, т. е. на границе с радиоволновым диапазоном, прозрачность веществ обычно вновь возрастает. Поэтому при изготовлении оптически деталей для спектральных приборов, работающих в инфракрасном диапазоне, используют материалы, предназначенные для определённых спектральных интервалов (вода, кварц, *LiF*, *NaCl*, *KCl*, *CaF<sub>2</sub>* («флюорит»), *KT*, *CsT* и др.). Наряду с этим для многих веществ, например, металлов, в инфракрасной области имеет место резкое возрастание коэффициента отражения с увеличением длины волны. Резко селективный характер отражения от некоторых кристаллов (например, *NaCl*, *KCl*, *KBr*) позволяет использовать их для целей «монохроматизации» излучения, т. е. выделения определённых спектральных интервалов; эффективность этого метода повышается путём использования многократных отражений от кристалла.

Роль инфракрасного излучения в тепловом балансе системы Земля – атмосфера была выяснена в п. 4.2. Поверхность земли нагревается, главным образом, проходящим через атмосферу инфракрасным излучением Солнца (в спектре которого 50 % энергии приходится на эту область, см. выше). При этом излучение ослабляется за счёт поглощения и рассеяния в зависимости от чистоты и состояния атмосферы. Наиболее сильно поглощают излучение пары воды, углекислый газ, озон и особенно вода; азот и кислород преимущественно рассеивают инфракрасное излучение. В интервале 2–14 мкм имеет лишь четыре «окна прозрачности» (2–2,5, 3,2–4,2, 4,5–5,2 и 8,0–13,5 мкм) атмосферы для инфракрасного излучения; выше 14 мкм атмосфера практически не прозрачна для него, что обуславливает так называемый «парниковый эффект» – атмосфера играет роль «теплоизолирующей подушки» для Земли. Дополнительное ослабление инфракрасных лучей обусловлено их рассеянием на частицах «дымки», образованной мелкими частицами пыли, дыма и капельками воды, и тумана, состоящего из более крупных капелек воды. Однако, ввиду большей длины волны инфракрасное излучение рассеивается дымкой и туманом в значительно меньшей степени, чем видимое. Это обстоятельство лежит в основе «инфракрасной фотографии», позволяющей получать на снимках изображение предметов, удалённых на 500 км и больше. Кроме того, на таких

снимках получается больше деталей из-за повышения контраста ввиду указанных выше особенностей отражения инфракрасных лучей. Инфракрасная фотография используется, например, в ботанике для обнаружения заболеваний растений, в медицине для диагностики кожных и сосудистых заболеваний, в криминалистике для обнаружения различного рода подделок, при аэрофотосъёмках в разведывательных, лесоводческих и других целях. В астрономии используется фотографирование неба, звёзд, планет, туманностей и других объектов в инфракрасных лучах (на сенсibilизированных инфрапластинках), что позволяет обнаруживать «невидимые» объекты (например, «холодные» звёзды) и новые детали «видимых» объектов.

Исследование инфракрасных спектров даёт ценную научную информацию о структуре атомов молекул и используется для целей абсорбционного анализа (см. гл. 4). На основе этих исследований были созданы различные оптические приборы, в частности, электронно-оптические преобразователи, превращающие инфракрасное изображение в видимое. Они применяются в приборах ночного видения (бинокли, прицелы). Большие перспективы применения для целей связи (например, телефон) имеют оптические квантовые генераторы инфракрасного излучения (см. гл. 6). Важное применение, в частности, в военном деле, нашли «теплопеленгаторы». Эти приборы служат для определения направления тел по их инфракрасному излучению – двигатели самолётов, трубы кораблей и выхлопные трубы танков и т. п. Теплопеленгатор содержит параболическое зеркало, в фокусе которого расположен приёмник инфракрасного излучения (высокочувствительный болометр или фотосопротивление), соединённый с усилителем и системой регистрации. Тепловое излучение от объекта выделяется на окружающем «фоне», и создаёт в приёмнике электрический сигнал, поступающий на дисплей, позволяющий следить за перемещением многих объектов пеленгации. Дальность обнаружения с помощью пеленгаторов превышает 50 км. На этом же принципе основано действие самонаведения ракет и реактивных снарядов; в них приёмник с соответствующей системой располагается в носовой части снаряда, и сигнал от приёмника поступает в специальную следящую систему, осуществляющую управление рулями наведения.

Особое значение для народного хозяйства имеет применение инфракрасного излучения в промышленных и сельскохозяйственных облучательных установках; остановимся на некоторых конкретных примерах технической реализации теплового действия инфракрасных лучей.

Одним из самых распространённых применений ИК-техники является лучистое отопление, используемое для обогрева крупных производственных, спортивных и иных помещений, а также для обогрева людей на открытых пространствах (на судостроительных верфях, стадионах и т. п.). Коренное отличие этого способа обогрева людей от традиционного (за счёт конвективной теплоотдачи от различного рода радиаторов) заключается в том, что при этом окружающий воздух практически не нагревается – тепло выделяется непосредственно в организме человека за счёт поглощения ИК-излучения в

биологических тканях. При лучистом обогреве поглощений высокотемпературные ИК-излучатели передают тепло непосредственно контактирующему с ними воздуху, который, в свою очередь, передаёт тепло более холодным поверхностям помещения. Однако стены помещения поглощают ИК-излучение и непосредственно, в результате чего средняя температура всех внутренних поверхностей помещения оказывается выше, чем температура воздуха; напротив, при традиционном, конвективном способе обогрева температура воздуха выше температуры стен. Поэтому ИК-обогрев помещения оказывается экономичнее традиционного способа, поскольку при его использовании обогрев обеспечивается при меньших потерях тепла в наружное пространство и, кроме того, можно преимущественно обогревать определённые участки внутри помещения (например, рабочие места в цехах), не изменяя общий температурный режим помещения. Последнее обстоятельство особенно существенно при обогреве помещений с холодными частями больших размеров (большие светопроёмы и окна, витрины и т. п.) – в цехах, магазинах, спортзалах и т. п.

Другой важной областью применения ИК-излучения является получение с его помощью изображений различных объектов, что осуществляется либо посредством регистрации ИК-излучения, испускаемого нагретыми телами (например, с помощью сканирующих тепловизоров), либо посредством регистрации ИК-излучения, отражённого от исследуемых объектов (методы ИК-фотографии и т. п.). Рассмотрим некоторые конкретные примеры.

В тепловизорах для различных областей применения осуществляется регистрация теплового (ИК) излучения последовательно от различных точек исследуемого объекта. Двухмерное изображение создаётся на экране электронно-лучевой трубки по принципу строчной и кадровой развертки, как, например, в телевидении. Оно даёт наглядное представление о распределении температур в объекте; например, на изображении (термограмме) лица человека или какого-либо иного участка тела чётко видны «горячие» точки, соответствующие, например, местам протекания воспалительных процессов и т. п. Наличие такой термограммы существенно помогает врачу при постановке диагноза и позволяет наметить рациональный план лечения.

Родственной областью применения ИК-изображений является неразрушающий контроль изделий электронной техники (ИЭТ). Он основан на исследовании распределения температур в изделии на основании измерения ИК-излучения от его элементов в процессе работы, в ходе которого в элементе выделяется и рассеивается тепловая энергия. Темп повышения температуры элемента определяется выделяемой в нём мощностью  $P$ :

$$dT/dt = P/mc \quad (4.41)$$

( $m$  – масса,  $c$  – удельная теплоёмкость материала изделия (элемента)). При повышении температуры изделий возникает теплоперенос в ИЭТ – теплообмен между его элементами, а также с окружающей средой. В результате устанавливается стационарный тепловой режим, характерный для

функционирования данного изделия. Этот режим отражается в картине распределения ИК-излучения от участков поверхности изделия. Измерение температурных полей микроскопических изделий осуществляется с помощью особых ИК-радиометров, называемых ИК-микроскопами. Интерпретация полученных при этом данных даёт информацию об эксплуатационном состоянии ИЭТ, о его надёжности, сроке службы и т. п.

Одним из важнейших применений ИК-техники в производственной практике и научных исследованиях является ИК-спектроскопия и спектральный анализ. Излучение ИК-спектров поглощения позволяет производить качественный и количественный анализ различных смесей веществ, исследовать структуру сложных молекул и т. д., т. е. решать как научные, так и практические задачи. Эта возможность основана на строго индивидуальной корреляции между атомно-молекулярным строением вещества и его ИК-спектром поглощения (исследование ИК-спектров излучения представляет больше трудности, в особенности при изучении молекулярных спектров). Эта корреляция надёжно установлена для огромного количества разнообразных веществ и описана в специальной литературе по спектроскопии (см. п.п. 5.2 и 5.5). Качественный анализ методами ИК-спектроскопии применяется, в частности, для решения следующих задач (перечень, разумеется, далеко не полный):

1) в угольной и нефтехимической промышленности – для определения состава углей топлив и масел, октанового числа бензинов, идентификации минералов и т. д.;

2) в резиновой промышленности – для исследования структуры полимеров, синтетического каучука, контроля технологического процесса вулканизации и т. п.;

3) в текстильной промышленности – для исследования структуры, ориентации и степени кристаллизации волокон, химических изменений волокон на различных стадиях их обработки;

4) в пищевой промышленности и сельском хозяйстве – для анализа состава пищевых продуктов, например, для определения жирности молока, качества сухого молока, казеина, лактозы, для анализа химических удобрений, определение содержания нитратов, хлоридов солей аммония в почве и т. д.;

5) в биохимии – для идентификации и определения структуры ферментов, аминокислот и индолов, протеинов, витаминов, сахаров и других целей анализа;

6) в авиации и ракетной технике – для анализа топлив и масел, выхлопных газов, для изучения кинетики сгорания топлива и т. д.

Во многих отраслях промышленности, особенно химической, для непрерывного контроля сырья и продуктов необходимо осуществлять экспресс-анализ газов, паров, жидкостей. Это проводится с помощью чувствительных ИК-анализаторов различных типов, определяющих концентрации компонентов смеси. В ряде случаев результаты анализа используются для прямого

автоматического контроля и управления технологическим процессом и служат основой для соответствующей системы (АСУП).

Широко используется ИК-техника в биологии и медицине. Так, например, метод ИК-фотографии позволяет получать особо контрастные изображения кровеносных сосудов в организме. Это возможно благодаря резко выраженному характеру пропускания излучения кожей: красное и ближнее ИК-излучение (с  $\lambda$  примерно до 1 мкм) пропускается и рассеивается кожей значительно лучше, чем видимое излучение, а пигменты крови (окисленный и восстановленный гемоглобин) поглощают и рассеивают излучение в ближней ИК-области (до 1 мкм) довольно слабо, то есть кровь практически прозрачна для этого излучения. Поэтому при фотографировании на ИК-фотоэмульсии кровеносные сосуды, свободно пропуская ИК-излучение, имеют на снимке значительно меньшую яркость, чем окружающие ткани (создающие более яркий фон), и хорошо видны на снимке. ИК-фотография применяется также для исследования состояния хрусталика, радужной оболочки и других частей глаза. Так, помутневшая роговица обладает хорошей проницаемостью для ИК-лучей в области  $\lambda = 1,0\text{--}1,2$  мкм, что позволяет четко идентифицировать процесс помутнения и его локализацию с целью правильно спланировать соответствующее лечение. ИК-техника открывает также широкие возможности для изучения зрачковых реакций (адаптации глаза) и тем самым способствует правильной диагностике различных заболеваний. ИК-киносъемка позволяет регистрировать движение глаз в различных инженерно-психологических исследованиях, в частности, глаз летчика в кабине управляемого им самолета. ИК-фотография применяется в криминалистике (изучение документов), в практике судебно-медицинской экспертизы. Выше уже упоминалось использование тепловизоров, позволяющих получить термограммы (распределения температуры) различных участков организма. Этот метод широко используется в медицине, в частности, для диагностики раковых и других опухолей, нарушений периферического кровообращения, для исследования ожогов и обморожений, для различных гигиенических исследований. При биологических исследованиях, например, в паразитологии, ИК-техника позволяет изучить детали внутреннего строения животных и насекомых, например, клещей, комаров и других переносчиков инфекционных болезней. Наблюдение в темноте при ИК-облучении и киносъемке на соответствующих фотоматериалах широко используются в зоологии для изучения поведения животных, ведущих ночной образ жизни (лемуров, комаров). Некоторые животные обладают рецепторами (приемниками) ИК-излучения, служащими для цели теплолокации (например, гюрза успешно охотится в полной темноте). В ботанике применение ИК-фотографии позволяет исследовать состояние растений и осуществлять их экологический анализ и диагностику различных заболеваний, а также исследовать лесные массивы с помощью аэрофотосъемки (на ИК-фотографии контрастно различаются разные породы деревьев, что позволяет составлять карты распределения пород деревьев и решать задачи лесотаксации). ИК-фотография в палеонтологии



позволяет различать мельчайшие подробности строения окаменевших растений и насекомых в кусках угля, минералах и т. д.

Очень широки и разнообразны применения ИК-техники в космических исследованиях. Это обусловлено, прежде всего, отсутствием помех (фона), неизбежных в земных условиях, и поглощения излучения в среде, что обеспечивает очень большие дальности действия ИК-аппаратуры. На космических кораблях устанавливаются телескопы для наблюдения в ИК-лучах и в сочетании с ИК-радиометрами и спектрометрами. Эти приборы дают данные о температуре поверхности планет, о спектральном составе излучения и температуре звезд, о составе атмосферы планет и т. д. ИК-аппаратура устанавливается на метеорологических спутниках, запускаемых для измерения излучения земли и её атмосферы, излучения радиационного баланса земной поверхности и т. д. Широко используется ИК-аппаратура в космической навигации, в целях точного определения положения космического корабля в пространстве, его ориентации и обеспечения стабильного управления полетом. Положение корабля определяется гелиоцентрической системой отсчета, начало координат в которой связано с Солнцем, а оси направлены на заранее выбранные («неподвижные») звезды. Оптические устройства воспринимают ИК-излучение от этих светил и преобразуют его в электрические сигналы, поступающие затем в счетно-регистрирующие устройства, определяющие координаты корабля в указанной системе отсчета. Затем система автоматического регулирования на основе этих данных осуществляет ориентацию и определение курса корабля в Космосе. Весьма перспективным для осуществления связи в Космосе (как с Землей, так и с космическими объектами) является применение лазера, главным образом работающих в ИК-спектральной области, что позволяет четко ориентировать луч, сузить полосу частот (т. е. увеличить число каналов связи), снизить расход энергии для работы аппаратуры и уменьшить её габариты и массу. Острая направленность лазерного луча (угол фокусировки порядка  $0,01^\circ$ ) позволяет обеспечить высокую помехоустойчивость канала связи. Число передач телевизионных программ в луче лазера можно оценить по формуле:

$$n = c / \lambda \Delta f, \quad (4.42)$$

где  $\Delta f = 6$  МГц – полоса частот для передачи одной телевизионной программы. Для луча с  $\lambda = 1$  мкм находим:  $n = 3 \cdot 10^{10} / 10^4 \cdot 6 \cdot 10^6 = 5 \cdot 10^7$  программ.

Существуют также различные специальные применения ИК-техники для решения частных производственных задач. К их числу относится, например: контроль температуры металла при прокате стальных профилей и полос, а также при пайке и сварке металла; определение температуры металлорежущих инструментов; обнаружение перегретых контактных соединений в линиях электропередач; регистрация температурных градиентов на внешних поверхностях труб для водотрубных котлов, корпусов реактивных двигателей и т. д., свидетельствующих о нарушении однородности материалов из-за наличия дефектов; точное и своевременное определение перегрева бука (опорных

подшипников) железнодорожных вагонов, что позволяет сократить простой вагонов и связанные с этим экономические потери. Дистанционное измерение температуры земной поверхности с самолета или спутника с помощью ИК радиометров или тепловизоров применяется в вулканологии для получения информации о геологическом строении и полях активности кратеров вулканов, при изучении районов термальных вод для поисков и регистрации теплых источников, гейзеров и т. п., геологической и гидрологической картографии, при изучении океанских течений, для обнаружения заболеваний лесной и сельскохозяйственной растительности, при исследованиях ледяного покрова, для обнаружения подземных утечек в энергосистемах и тепломагистралях, для своевременного обнаружения очагов зарождения и определения границ крупных лесных пожаров, а также пожаров горючих ископаемых – угля, сланцев и т. п. Очевидно, область применения ИК техники будет расширяться и в дальнейшем.

#### **4.5 Облучательные установки в народном хозяйстве**

Облучательные установки, содержащие источники инфракрасного видимого и ультрафиолетового излучения, получили исключительно широкое распространение в народном хозяйстве. Облучательные ИК-установки, создающие мощное тепловое воздействие на объекты, применяются, в частности, для нагрева и сушки различных материалов, покрытий и изделий в технологических целях в самых разнообразных отраслях промышленности, для обогрева помещений (лучистое отопление), в сельском хозяйстве, животноводстве и птицеводстве, в медицине (для ИК-обработки пищевых продуктов) и других областях народного хозяйства.

ИК-нагрев, т. е. повышение температуры облучаемого вещества в результате ИК-облучения, обусловлен поглощением электромагнитного излучения в веществе и преобразованием его энергии в другие виды, в частности, в тепловую энергию. Процесс поглощения электромагнитной энергии веществом носит квантовый характер. Каждое вещество характеризуется своим индивидуальным спектром поглощения (например, вода сильно поглощает излучение с длиной волны 3 мкм), что должно учитываться при выборе источников излучения для установок с учётом их конкретного назначения в каждом случае. В связи с поглощением энергии излучение в материале постепенно ослабляется приблизительно в соответствии с законом Бугера (см. п. 3.3), так что для каждого вещества можно ввести некоторую характерную «глубину проникновения» ИК-излучения, которую также необходимо учитывать при проектировании облучательных установок. Так, при осуществлении сушки материалов необходимо иметь возможность прогреть материал по всему его объёму, поэтому «глубина проникновения» в этом случае должна быть достаточно большой. Если же ИК-установка используется для обжаривания пищевых изделий (создания «корочки поджаривания»), то глубина проникновения может составлять лишь несколько миллиметров.

Заметим, что ввиду большого коэффициента поглощения ИК-излучения водой вещества с большим влагосодержанием имеют малую «глубину проникновения» ИК-излучения. Ясно также, что ввиду уменьшения влагосодержания в результате ИК-сушки глубина проникновения излучения во влажный материал непрерывно изменяется со временем, что существенно усложняет динамику процесса сушки.

Рассмотрим некоторые примеры конкретных облучательных ИК-установок, используемых в народном хозяйстве. В машиностроительной промышленности применяются установки для ИК-сушки лакокрасочных покрытий.

Установки для ИК нагрева и сушки успешно используются в лёгкой (бумажной, текстильной и обувной) промышленности.

ИК-установки весьма широко распространены в пищевой промышленности и на предприятиях общественного питания. Они используются, в частности, для термической обработки кунжутных семян, облучения и сушки ячменного солода, сушки табака, пастельно-мармеладных изделий и драже.

Применение ИК-методов сушки в строительстве позволяет значительно интенсифицировать отдельные работы.

Особый интерес представляют установки для импульсного ИК-нагрева, предназначенные для быстрого повышения температуры объектов до высоких значений. Такие установки использовались, в частности, для имитации «теплового барьера» при испытании материалов для ракетной и космической техники. Установки для импульсного ИК-нагрева использовались затем для закалки стальных изделий, сварки и пайки различных материалов и т. п. Особенностью этого способа нагрева является малая продолжительность облучения до достижения требуемой максимальной температуры, в результате чего неравномерность темпа нагрева материалов с различными спектрами ИК-поглощения и разными удельными теплоёмкостями проявляется значительно резче, чем при непрерывном режиме нагрева, что следует учитывать при практических разработках облучательных установок.

Весьма перспективным является применение ИК-нагрева для выращивания молодняка в животноводстве, особенно в сочетании с УФ-облучением. Благоприятное биологическое воздействие ИК-излучения с длинами волн от 0,76 мкм до 4,2 мкм на организм животных, особенно молодняка, обусловлено выделением теплоты при поглощении излучения кожным покровом и глубинными слоями ткани. Как уже указывалось выше, глубина проникновения ИК-излучения в вещество зависит от длины волны излучения. Так, излучение с длиной волны  $\lambda > 1,4$  мкм поглощается практически полностью поверхностью кожи, вызывая раздражение кожи (эритему). Излучение в спектральном интервале 0,76–1,4 мкм проникает в биологические ткани на 2,5–4 см, достигает даже некоторых не глубоколежащих органов. При этом тепловыделение в тканях за счёт

поглощения ИК-энергии создаёт «тепловой барьер», препятствующий переохлаждению более глубоко лежащих органов.

Повышение температуры, вызванное ИК-облучением, стимулирует протекание различных биохимических реакций, интенсифицирует процессы обмена в тканях, улучшает качественные показатели крови и т. д. При правильной дозировке ИК-нагрева его применение способствует нормализации общего тонуса вегетативной нервной системы и тем самым позволяет улучшить общее состояние и сохранность молодняка сельскохозяйственных животных. Кроме того, указанное выше явление под действием ИК-излучения позволяет использовать его и в терапевтических целях – для лечения воспалительных процессов, заживления повреждённых тканей, ожогов и т. д.

По этим причинам ИК-облучательные установки широко используются в животноводстве, в частности, на птицефермах по выращиванию бройлеров. В этих установках обычно используются высокотемпературные («светлые») излучатели – специальные лампы накаливания с максимумом излучения в интервале длин волн 1,1–1,4 мкм, а также низкотемпературные («тёмные») излучатели в виде трубчатых электронагревателей (ТЭНов) с максимумом излучения в интервале  $\lambda = 4\text{--}5$  мкм. Особое внимание уделяется вопросам рациональной дозировки ИК облучения.

Рассмотрим некоторые конкретные примеры облучательных ИК установок, используемых на крупных животноводческих фермах и птицефабриках нашей страны; их применение, как показала практика, позволяет значительно улучшить условия выращивания молодняка и сократить его потери.

Установки «брудеры БП-1» с трубчатыми ИК-излучателями (ТЭНами) мощностью 1 кВт применяются при напольном выращивании 500–600 цыплят. Облучательная установка ВИЭСХ предназначена для локального ИК-обогрева цыплят бройлеров при клеточном выращивании и состоит из отдельных люстр с 2–3 лампами ИЗК 220–250. Облучатели создают достаточно равномерный нагрев незначительной площади (порядка 1 м<sup>2</sup> под люстрой с 2 лампами). Это обеспечивает необходимый тепловой режим и равномерное расположение цыплят (без скупчивания). Практика показала, что применение ИК нагрева, в частности, резко сокращает потери поросят зимних опоросов, позволяет практически свести к нулю падёж крольчат и т. д., что в масштабах страны даёт большой народохозяйственный эффект.

Как уже упоминалось выше, особенно эффективным является использование в животноводстве комбинированного ИК- и УФ-облучения. Биологическое действие УФ-излучения в настоящее время хорошо изучено и обусловлено главным образом фотохимическими эффектами – стимуляцией биохимических реакций в живом организме. УФ-излучение активно воздействует на ряд обменов в организме – витаминный, углеводный, белковый, газоэнергетический, а также на иммунобиологические свойства (защитная реакция) организма. Интенсификация биохимических и обменных

процессов в организме животных, в конечном счете, благотворно сказывается на общем состоянии животных и их устойчивости к заболеваниям.

При использовании для биологических и медицинских целей весь спектральный диапазон УФ-излучения подразделяют на 3 области: УФ-С –  $\lambda = 200 \div 280$  нм, УФ-В –  $\lambda = 280 \div 315$  нм, УФ-А –  $\lambda = 315 \div 400$  нм. Биологическая активность области УФ-А незначительна. Излучение в области УФ-В воздействует на кожные покровы и ткани организмов и вызывают пигментацию кожи, стимуляцию витаминного обмена (антирахитное действие излучения) и т. д. Излучение УФ-С обладает в основном бактерицидным действием и используется, в частности, для стерилизации воды, посуды и т. д. Наличие области УФ-С в спектре излучателя положительно влияет на микроклимат помещения, в котором содержатся животные: в воздухе снижается содержание влаги и аммиака, образуется озон, резко уменьшается количество микроорганизмов. Это улучшает не только условия содержания животных, но и условия труда обслуживающего персонала. Например, установлено, что дополнительное облучение областью УФ-В поросят, получающих витамин *D* в корме, дает привесы по сравнению с контрольной группой животных примерно на 20 %. При этом следует иметь в виду, что положительный эффект УФ облучения получается лишь при правильной дозировке, поскольку сами животные не могут реагировать на чрезмерную дозу этого облучения. Институт биофизики, ВИЭВ и ВИЭСХ разработали совмещенную установку для ИК- и УФ-облучения сельскохозяйственных животных. Она содержит группу ИК излучателей – ламп ИКЗК 220–250 и группу УФ-излучателей – ламп ДРВЭД 210–160, а также пульт управления. Облучение каждого вида молодняка животных проводится по специальной программе, обеспечивающей оптимальную дозировку облучения, а также требуемый уровень освещенности (для освещения служат те же лампы ДРВЭД). Установка ИК4Ф-1, разработанная ВИЭСХ, является автоматизированной стационарной системой, предназначенной главным образом для локального ИК-обогрева поросят – сосунов до 45–60 дневного возраста, телят и ягнят до 15 дневного возраста и УФ облучения в течение всего периода выращивания молодняка.

Установки для УФ-облучения используются также в медицине.

## ГЛАВА 5 СТРОЕНИЕ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И КРИСТАЛЛОВ

### 5.1 Квантовая оптика

Наиболее убедительным свидетельством в пользу квантовых представлений о природе света является характер атомных и молекулярных спектров излучения, наблюдаемых, например, при возбуждении газов и паров в электрических разрядах. Согласно классической электродинамике, электромагнитное излучение испускается ускоренно движущимися электронами; электрон, находящийся на круговой орбите в атоме (или молекуле), имеет центростремительное ускорение и, следовательно, должен непрерывно испускать электромагнитное излучение. Потеря энергии на излучение должно было бы за короткое время (порядка  $10^{-13}$  с), как показывают простые оценки, привести к падению электрона на ядро и прекращению существования атомной системы. В действительности атомы представляют собой чрезвычайно устойчивые системы, и разрушить их можно лишь специальными средствами с большой затратой энергии. Кроме того, «классический» спектр излучения электрона должен быть сплошным и мало зависеть от рода атома. В действительности же характер атомных (и молекулярных) спектров оказывается совершенно иным и строго индивидуальным для всех веществ. На этом обстоятельстве основаны важные практические применения атомных спектров, поэтому рассмотрим их основные закономерности несколько подробнее.

Спектр излучения атомов, возбужденных, например, в газовом разряде (или в разряде в парах металлов), является «линейчатым», т. е. состоит из отдельных «спектральных линий» (это название обусловлено тем, что спектры обычно получают с помощью спектральных приборов, в которых источником излучения является узкая щель, и в фокальной плоскости объектива прибора получается набор изображений этой щели в различных длинах волн в виде узких линий). Каждой из них соответствует определенная частота  $\nu$  и длина волны  $\lambda = c/\nu$  (обратная величина  $k = 1/\lambda$  называется «волновым числом»). В спектроскопии длины волн выражают в мкм ( $10^{-6}$  м), нм ( $10^{-9}$  м) и Å ( $10^{-10}$  м). Заметим, что каждая «линия» в действительности имеет некоторую конечную ширину, поэтому указываемая для нее длина волны относится к середине её «контура» (см. ниже). Рассмотрим излучение атома водорода в видимой области. Оно состоит преимущественно из линий серии Бальмера:  $H_\alpha = 656,2793$  нм,  $H_\beta = 486,1327$  нм,  $H_\gamma = 434,0466$  нм,  $H_\delta = 410,1738$  нм,  $H_\epsilon = 397,0075$  нм, и т. д. Серия сходится к границе, соответствующей длине волны  $\lambda = 364,5981$  нм; таким образом, она занимает практически всю видимую область спектра. Линии серии Бальмера легко возбуждаются во всех видах газового разряда в водороде. В поглощении эти линии наблюдаются лишь при высоких температурах плазмы, достаточных для возбуждения уровня атома с  $n = 2$  (заметим, что этот уровень соответствует энергии около 10 эВ (в температурной шкале – порядка 100 000 К). Например, в спектре Солнца

наблюдаются линии поглощения в ИК, видимой и УФ-областях спектра, вплоть до  $\lambda = 155$  нм. В ИК- и красной областях большинство этих линий соответствуют поглощению солнечного излучения в атмосфере Земли (кислородом – линии *A* и *B*, парами воды, натрия (*D*) и кальция (*H*), углекислым газом и т. д.). В видимой же области линии Фраунгофера *C*, *F*, *G* и *L* определяются поглощением в атмосфере Солнца и принадлежат водороду –  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , соответственно. Ввиду большой распространенности водорода во Вселенной серия Бальмера наблюдается в спектрах большинства астрономических объектов. В спектрах сравнительно холодных звезд (в т. ч. Солнца) линии этой серии получают в поглощении, а в спектрах более горячих звезд и туманностей – также и в испускании.

Атомные спектры занимают весьма широкий диапазон длин волн. Можно выделить «оптические» – в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях – и «рентгеновские» – в более коротковолновой области – спектры. Особенности рентгеновских спектров будут рассмотрены отдельно ниже. Такое деление обусловлено различным происхождением этих видов излучения: в то время как оптическое излучение обусловлено изменением состояния внешних – «оптических» – электронов атома, сравнительно слабо связанных с ядром, рентгеновское излучение создается внутренними, близкими к ядру, электронами, что и обуславливает специфические особенности его спектра.

В зависимости от условий возбуждения атомов данного элемента, в спектре излучения могут наблюдаться преимущественно «дуговые» линии излучения нейтрального атома или «искровые» линии излучения ионизованного атома. «Дуговые» или «искровые» спектры в «чистом» виде наблюдаются редко. Поэтому при описании спектра излучения в реальных условиях при линии указывается её происхождение: дуговые линии отмечаются цифрой I, искровые – цифрами II, III, ..., например, *Fe* I, *Fe* II, *Fe* III, .... Значение цифры на 1 больше кратности ионизации атома, например, *Fe* III означает спектр дважды ионизованного атома железа. Эти названия связаны с тем, что возбуждение ионов является более «жестким» – их энергия возбуждения больше, поэтому их спектр обычно наблюдается в мощном искровом разряде с высокой температурой в канале искры.

Спектры излучения атомов различных элементов чрезвычайно разнообразны и строго индивидуальны, поэтому по составу спектра, т. е. по набору длин волн образующих его линий, можно совершенно однозначно установить род атомов (или ионов), ответственных за излучение (это обстоятельство лежит в основе спектрального анализа веществ – см. ниже). С ростом номера элемента в таблице Менделеева спектр излучения его атомов быстро усложняется. Спектры «тяжелых» атомов, например, ксенона, содержат десятки тысяч спектральных линий, что сильно затрудняет «расшифровку» спектров на практике. Сравнительно простой вид имеют лишь спектры водорода и «водородоподобных» атомов – спектры  $H^\pm$ , *He* II, *Li* III атомов «изоэлектронного» ряда, содержащих один валентный электрон, т. е.  $H$ ,  $He^+$ ,  $Li^+$ , ... и т. д. Они содержат группы закономерно расположенных линий –

«спектральные серии»; в каждой из этих серий линии сходятся к определенному пределу – «границе» серии (как мы увидим ниже, граница серии соответствует ионизации атома или иона). Волновые числа спектральных линий водородоподобных атомов описываются общей формулой:

$$K_{n_1 n_2} = RZ^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (5.1)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – целые числа ( $n_2 > n_1$ ),  $R = 10 \text{ см}^{-1}$  – «постоянная Ридберга». При заданном  $n_1$  получается отдельная спектральная серия, линиям которой соответствуют значения  $n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, \dots$  например, при  $Z = 1$  и  $n_1 = 1$  получается «серия Лаймена»:

$$K_{n_1 n_2} = R \left( \frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (5.2)$$

При  $n_1 = 2$  образуется серия Бальмера,  $n_1 = 3$  – Пашена,  $n_1 = 4$  – Бренета,  $n_1 = 5$  – Пфунда,  $n_1 = 6$  – Хамфри и т. д. В обычных условиях (газовый разряд) только серия Лаймена может наблюдаться как в испускании, так и в поглощении; остальные серии наблюдаются только в испускании. В некоторых специальных условиях в поглощении удастся наблюдать и серию Бальмера. При наблюдении с помощью приборов высокой разрешающей силы, линии спектра водорода обнаруживают расщепление на отдельные компоненты – «тонкую структуру» – с расстоянием между компонентами порядка  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , которое возрастает с атомным номером как  $Z^4$ . Сравнительно простыми спектрами обладают также «щелочные» атомы – *Li*, *Na*, *K*, также содержащие один «внешний электрон». В них также удастся выделить серии, для которых волновые числа описываются приближенной формулой:

$$K = RZ^2 \left( \frac{1}{(n_1 + a)^2} - \frac{1}{(n_2 + b)^2} \right), \quad (5.3)$$

причем  $a$  и  $b$  – постоянные для данной серии (они различны для разных серий). Спектральные линии обнаруживают «дублетную» структуру; величина расщепления линий на две компоненты быстро возрастает с увеличением номера  $Z$  (от *Li* к *Cs*). В спектрах более сложных атомов – с двумя, тремя и более внешними электронами – число линий настолько велико, что выделить отдельные серии уже затруднительно. Линии обнаруживают тонкую структуру – «мультиплетное» расщепление, зачастую не большое число компонент. Своеобразная мультиплетная структура обнаруживается в спектрах *He*, *Hg* и некоторых других атомов: наблюдаемые линии различной мультиплетности – «одионочные» или «синглетные» и «тройные» или «триплетные» линии. Помимо этой «тонкой» структуры, при наблюдении с помощью приборов предельно высокой разрешающей силы (например, с помощью многолучевых интерферометров) обнаруживаются «сверхтонкая» структура спектров – расщепление отдельных компонент мультиплета на несколько «сверхтонких» компонент, расстояние между которыми примерно в  $10^3$  раз меньше, чем между компонентами мультиплета. Для тяжелых атомов сверхтонкая структура может принимать весьма сложный вид. Дополнительное



усложнение атомных спектров имеет место в электрических и магнитных полях – эффекты Штарке и Зеемана, соответственно; основные закономерности этих явлений были рассмотрены выше.

Исследование отдельных компонент спектральных линий (и «одиночных», нерасщепленных линий) показывает, что они не обладают строгой монохроматичностью: излучение линии содержит сплошной набор частот в некотором интервале, который определяется «контуром» линии, т. е. распределением интенсивности по частотам. Это распределение имеет максимум в центре линии, положение которого может быть установлено с весьма высокой степенью точности, и резкий спад интенсивности по обе стороны от максимума – на «крыльях» линии. Расстояние (в шкале частот или длин волн) между точками контура, которым соответствует спад интенсивности в 2 раза по сравнению с максимумом, принимается за меру ширины линии; обычно указывается половина этой величины – «полуширина» линии.

Анализ показывает, что для каждой спектральной линии имеет место несколько видов уширения, накладывающихся друг на друга, в результате чего ширина отдельных линий достигает значительной величины и может быть измерена даже без применения приборов высокой разрешающей силы. Для любого «изолированного» атома имеется определенная «естественная» ширина линий, обусловленная свойствами самого атома; она составляет примерно  $10^{-4}$  Å в оптической области спектра. Обычно эта малая ширина маскируется другими механизмами уширения. В плазме разряда, обладающей высокими температурами, излучающие атомы совершают интенсивное тепловое движение. При этом проявляется оптический «эффект Доплера», аналогичный «механическому» эффекту, описанному в т. I: частота излучения движущегося атома для внешнего наблюдателя отличается от частоты для покоящегося атома, причем при приближении атома к наблюдателю частота возрастает, а при удалении – уменьшается. Это изменение частоты проявляется в виде «доплеровского» («теплого») уширения спектральных частот; обычный порядок уширения –  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Å, причем для легких атомов типа *H* и *He* уширение максимально. Наконец, находясь в окружении электронов, ионов и нейтральных атомов, излучающий атом находится во взаимодействии с ними, что также приводит к уширению линий на величину порядка энергии взаимодействия. В частности, поля, созданные заряженными частицами и воздействующие на излучающий атом, вызывают штарковское расщепление линий, которое вследствие хаотичности изменения полей принимает характер уширения со сплошным спектром. Для водородных линий это уширение очень велико и может составлять десятки Å.

Изучение ширины спектральных линий излучения атомов и ионов дает обширную и ценную информацию о состоянии излучающих атомов и поэтому имеет большое научное и практическое значение. В частности, по доплеровскому уширению можно исследовать распределение атомов в плазме по скоростям, а по уширению, обусловленному взаимодействием, оценивается концентрация «возмущающих» частиц. Оба метода, как было уже показано в

т. II. Широко используются в физике и технике плазмы для целей «диагностики» плазмы. Подобные исследования имеют значение также для астрофизики при изучении процессов, протекающих в звездной плазме.

Еще более сложный вид имеют спектры молекул, которые можно наблюдать, например, в излучении разряда в молекулярных газах. Они имеют вид участков «квазисплошного» спектра – «полос», которые при наблюдении с помощью приборов высокой разрешающей силы оказываются состоящими из множества близко расположенных узких спектральных линий. Полосы в спектре данной молекулы обычно занимают весьма обширный спектральный (практически весь оптический) диапазон и часто располагаются закономерным образом в виде групп. С увеличением числа атомов в молекуле структура молекулярных спектров резко усложняется; в результате спектры очень сложных молекул принимают вид немногих широких сплошных полос и обладают заметным сходством. Сложность молекулярных спектров обусловлена наличием не одного, как в атоме, а трех видов движений: электронного, колебательного (взаимное смещение атомов, образующих молекулу) и вращательного (вращение молекулы как целого), причем каждому виду движений соответствует определенная энергия. Поэтому излучение спектров молекул дает информацию о структуре молекул, позволяет исследовать характер химических связей в молекулах, определять состав сложных соединений и т. д. (см. ниже).

Таким образом, излучение атомных и молекулярных спектров наглядно демонстрирует «слабость» классической электромагнитной теории света в применении к атомным системам. Линейчатый вид спектров, индивидуальный для всех веществ, указывает на глубокую связь между характеристиками излучения атомов (молекул) и их строением, а также на «дискретный» характер энергетических состояний атомных систем. Полное объяснение этих закономерностей дает только последовательная квантовомеханическая теория, основы которой будут изложены ниже.

Рассмотрим теперь некоторые другие явления, относящиеся к «квантовой оптике», которые можно объяснить только квантовой природой света. К их числу относится, прежде всего, фотоэлектрический эффект – выбивание электронов из атомов и молекул («фотоионизация») и кристаллов («внешний фотоэффект») квантами электромагнитного излучения. Рассмотрим основные закономерности этого явления. Количество электронов, выбиваемых из кристаллического твердого тела (например, металла), т. е. «фототок», пропорционально падающему световому потоку. Для каждого вещества с определенной «работой выхода» существует определенная максимальная длина волны излучения («красная граница»), при превышении которой фотоэффект не наблюдается даже при очень высокой плотности потока падающего излучения. Максимальная кинетическая энергия выбиваемых «фотоэлектронов» линейно возрастает с частотой излучения и не зависит от его интенсивности. Все эти закономерности не могут быть объяснены на основе «классической» теории взаимодействия электромагнитной волны с веществом. В то же время они

естественным образом объясняются на основе квантовых представлений: фотоэффект возникает в результате индивидуальных актов поглощения электронами квантов излучения («фотонов»), после чего электроны, получив избыточную энергию, могут совершить работу выхода и покинуть металл. При этом число вышедших электронов пропорционально числу поглощенных ими фотонов, а количество фотонов, в свою очередь, пропорционально падающему на вещество световому потоку, что и объясняет первую из указанных выше закономерностей фотоэффекта. Далее, максимальная энергия фотоэлектронов, вышедших из вещества, согласно закону сохранения энергии, равна

$$\frac{mV^2}{2} = h\nu - A = \frac{hc}{\lambda} - A, \quad (5.4)$$

где  $V_m$  – максимальная скорость электронов,  $h\nu$  – энергия фотона,  $A$  – работа выхода. Формула (5.4) называется «уравнением Эйнштейна». Очевидно, что при

$$\lambda > \lambda_0 = \frac{hc}{A}, \quad (5.5)$$

фотоэффект не может наблюдаться, т. к. кинетическая энергия не может быть отрицательной величиной. Величина  $\lambda_0$  определяет «красную границу» фотоэффекта. В то же время максимальная энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты облучения и не зависит от величины светового потока. Столь же естественно объясняется квантовой теорией и другие закономерности внешнего фотоэффекта. Практическое применение этого явления в электронике при создании «фотоэлектронных приборов» различных типов было описано в т. II курса. Некоторые закономерности фотоэффекта на отдельных атомах и молекулах – «фотоионизация» были также рассмотрены в т. II. Аналогом фотоионизации является «ядерный фотоэффект» – выбивание нуклонов из атомных ядер  $\gamma$  – квантами, т. е. ядерные реакции типа  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, n)$ ; общие закономерности ядерных реакций рассматриваются ниже, в гл. 8. Следует упомянуть здесь также о «внутреннем» фотоэффекте, наблюдаемом при облучении полупроводников: эффект заключается в «перебросе» электронов из валентной зоны в зону проводимости полупроводникового кристалла, что приводит к появлению «фотопроводимости» – резкого повышения электропроводности полупроводника. Практическое использование этого явления было также рассмотрено в т. II.

Специфическими особенностями обладает фотоэффект в конденсированных средах при очень высоких энергиях квантов, то есть в гамма – диапазоне. Помимо упомянутого выше «ядерного фотоэффекта», кванты высокой энергии могут выбивать электроны из «глубинных» слоев атома, сильно связанных с ядром. При этом влияние среды, в которой находится атом, пренебрежимо мало, и атом может, таким образом, считаться «изолированным». Эффективное сечение процесса, характеризующее вероятность выбивания электрона, вначале возрастает с увеличением энергии кванта  $h\nu$ , а затем уменьшаются (при этом  $h\nu$  становится больше энергии связи наиболее «глубоких» электронов). Это объясняется тем, что при больших  $h\nu$

связь электрона с атомом становится «пренебрежимой», т. е. состояние электрона приближается к «свободному», а на свободном электроне фотоэффект невозможен. Поскольку наиболее сильная связь с ядром имеет место для наиболее глубоких, так называемых « $K$  – электронов» атома, а сила связи возрастает с увеличением атомного номера  $Z$ , то вероятность фотоэффекта наиболее велика для этих электронов и возрастает с  $Z$  примерно как  $Z^5$ . При энергиях  $h\nu$  порядка энергии связи электронов в атоме фотоэффект является основным механизмом ослабления потока  $\gamma$  – квантов в веществе (см. гл. 7); при больших энергиях его роль снижается, и на первый план выступает рассеяние  $\gamma$  – квантов на «свободных» электронах. Основные закономерности этого, типичного «квантовооптического» явления, имеющего также большое научное и практическое значение, будут кратко рассмотрены ниже. Здесь же отметим еще особую форму фотоэффекта – «фотодиэлектрический эффект» в диэлектриках и полупроводниках, заключающийся в изменении диэлектрической проницаемости вещества при облучении. Этот эффект обусловлен переходом части атомов (молекул) вещества в возбужденные состояния, в которых их поляризуемость отличается от поляризуемости в основном состоянии (см. гл. 1 т. II.). В «неидеальных» диэлектриках и полупроводниках этот эффект сопровождается явлением «фотопроводимости», уже упоминавшимся выше.

К числу основных явлений, свидетельствующих о квантовой природе электромагнитного излучения, и в том числе света, относится «эффект Комптона» – рассеяние излучения на свободных (или слабо связанных «внешних» атомных электронах), сопровождающееся изменением его частоты (или длины волны). Аналогичное «комптоновское рассеяние» наблюдается и на других частицах, например, на протонах. При этом изменение длины волны фотона оказывается однозначно связанным с углом рассеяния излучения. При рассеянии создаются «электроны отдачи», кинетическая энергия которых также зависит от этого угла, а также от частоты излучения. Закономерности эффекта Комптона могут быть поняты и правильно описаны количественно только в квантовой теории, на основе представления о «квантах излучения» – «частицах» с энергией  $h\nu$  и импульсом  $h\nu/c$  ( $\nu$  – частота излучения). Само комптоновское рассеяние при этом представляется как результат отдельных актов упругого рассеяния квантов излучения (кванты светового излучения называют «фотонами») электронами. При столкновении кванта с энергией  $h\nu$  с электроном он передает часть энергии электрону, и его энергия становится равной  $h\nu' < h\nu$ . В результате комптоновского рассеяния длины волны излучения возрастает. При каждом акте столкновения выполняются законы сохранения энергии и импульса:

$$\left. \begin{aligned} h\nu &= h\nu' + E_k \\ \hbar\vec{k} &= \hbar\vec{k}' + m\vec{v} \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

( $E_k$  – энергия электрона отдачи,  $m\vec{v}$  – его импульс).

Векторное равенство проиллюстрировано на рисунке 5.1; величина  $\vec{k}$  и  $\vec{k}'$  представляют собой «волновые векторы» излучения до и после рассеяния ( $k = \frac{2\pi\nu}{c}, k' = \frac{2\pi\nu'}{c}$ ) ( $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  – «постоянная Планка»). В результате квант излучения рассеивается на угол  $\theta$ , а «электрон отдачи» – на угол  $\varphi$ . Детальный расчет на основе законов сохранения (5.6), на котором мы останавливаться не можем, приводит к следующим результатам. Увеличение длины волны излучения связано с углом рассеяния кванта соотношением:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta), \quad (5.7)$$

где

$$\lambda_0 = \frac{h}{mc} = 0,024 \text{ \AA}. \quad (5.8)$$

Величина  $\bar{\lambda}_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi}$  называется «комптоновской длиной волны»; для электронов она составляет  $3,86 \cdot 10^{-11}$  см, для протонов –  $2,10 \cdot 10^{-14}$  см. При рассеянии назад ( $\theta = \pi$ ) величина  $\Delta\lambda$  максимальна. В пределе больших энергий квантов, при  $\lambda \ll \lambda_0$ , длина волны  $\lambda'$  излучения, рассеянного назад, близка к  $2\lambda_0$  независимо от длины волны «первичного» излучения, между углом рассеяния  $\theta$  и «углом отдачи»  $\varphi$  имеет место соотношение:

$$\operatorname{ctan} \varphi = - \left( 1 + \frac{h\nu}{mc^2} \right) \tan \frac{\theta}{2}, \quad \left( -\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} \right). \quad (5.9)$$

При  $\theta = \pi$   $\varphi = 0$ , т. е. электрон движется в направлении первичного пучка. Кинетическая энергия электрона отдачи  $E_k$  равна

$$E_k = \frac{2h\nu\varepsilon}{1 + 2\varepsilon + (1 + \varepsilon)^2 \tan^2 \varphi}, \quad \left( \varepsilon = \frac{h\nu}{mc^2} \right). \quad (5.10)$$

Эта энергия достигает максимума при  $\theta = \pi$ . Если вместо (5.7) записать соотношение между частотами  $\nu'$  и  $\nu$

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}, \quad (5.11)$$

то можно видеть, что при малых энергиях кванта ( $\varepsilon \ll 1$ )  $\nu' = \nu$ , т. е. рассеяние не сопровождается изменением частоты («классическое» рассеяние). Все эти формулы относятся к случаю рассеяния покоящегося электрона, но могут быть легко обобщены на случай движущегося с некоторой начальной скоростью  $\mathcal{V}_0$  электрона. При этом  $\Delta\lambda$  зависит от  $\mathcal{V}_0$ , и при больших  $\mathcal{V}_0$  частота рассеянного кванта может не только уменьшиться, но и возрасти. Комптоновское рассеяние видимого света обнаружить затруднительно, поскольку в этой области спектра энергия кванта не является большой по сравнению с энергией связи электрона в атоме, и электрон нельзя считать свободным. Поэтому этот эффект обычно исследуется для рентгеновских или  $\gamma$  – лучей. С ростом атомного номера ( $Z$ ) вещества–рассеивателя энергия связи электрона увеличивается и интенсивность комптоновского рассеяния снижается; в рассеянном излучении при этом

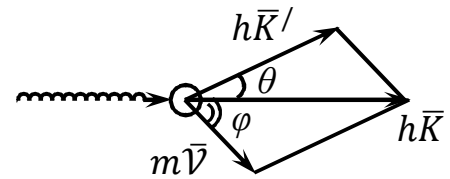


Рисунок 5.1

начинают преобладать кванты с «первичной» энергией  $h\nu' = h\nu$  («когерентное» рассеяние). Рассеянное «комптоновское» излучение обнаруживает определенную степень поляризации, в зависимости от состояния поляризации «первичного» излучения и угла рассеяния ( $\theta$ ). При сравнительно низких энергиях квантов рассеянное излучение может быть полностью поляризовано при полной поляризации первичного излучения или при  $\theta = 90^\circ$  и неполяризованном первичном излучении. При наличии линейной поляризации падающего излучения электроны отдачи и рассеянные кванты движутся преимущественно в плоскости колебаний вектора  $\vec{N}$  первичной электромагнитной волны. Этот факт лежит в основе действия «комптоновских поляриметров», служащих для получения поляризованного  $\gamma$  – излучения. Наряду с этим эффект Комптона дает ценную научную информацию при исследовании  $\gamma$  – излучения атомных ядер, изучения внутренней (электромагнитной) структуры ядер и элементарных частиц и во многих других ядерных исследованиях.

Практическое значение эффекта Комптона проявляется, прежде всего, в его роли в процессе ослабления пучка  $\gamma$  – квантов при прохождении через вещество. При низких энергиях  $\gamma$  – квантов это ослабление происходит преимущественно за счет фотоэлектрического эффекта (см. ниже), при высоких энергиях – за счет образования электрон–позитронных пар (см. гл. 9). Существует некоторая «промежуточная» область энергий (например, 0,5–5 МэВ для свинца и 50 кэВ–15 МэВ для алюминия), в которой эффект Комптона становится преобладающим механизмом ослабления потоков  $\gamma$ –лучей. В этой области коэффициент ослабления пучка минимален и, следовательно, она является наиболее «опасной» с точки зрения защиты от  $\gamma$ –излучения. Поэтому при устройстве систем защиты необходимо учитывать характеристики эффекта Комптона при выборе оптимальных защитных материалов, толщины защитного слоя и его расположения (см. гл. 7).

Свет, как определенная форма материи, обладает определенной энергией и оказывает механическое воздействие на помещенные на его пути преграды – «световое давление». Этот эффект может быть рассмотрен качественно и количественно как на основе «классической» электромагнитной теории, так и квантовой теории. Согласно классической теории, давление  $P$ , оказываемое плоской электромагнитной волной на нормально ориентированную к ней поверхность, равно объемной плотности электромагнитной энергии падающей и отраженной от поверхности световых волн, которая определяется выражением:

$$\frac{S(1 + R)}{c} = P, \quad (5.12)$$

где  $R$  – коэффициент отражения для данной поверхности,  $S$  – плотность потока электромагнитной энергии (численное значение вектора Умова – Пойнтинга). Согласно квантовой теории, световое давление определяется величиной импульса, передаваемого фотонами при соударении с поверхностью; при этом для  $P$  получается то же выражение (5.12). Таким образом, существование

светового давления является непосредственным доказательством наличия у фотонов (квантов света) импульса и, следовательно, массы ( $m = hv/c^2$ ).

Величина светового давления очень мала, что создает значительные трудности при его экспериментальном обнаружении и измерении. Например, давление солнечного излучения на неотражающую ( $R = 0$ ) поверхность вблизи Земли равно  $P \sim 4,7 \cdot 10^{-6}$  Па ( $S \sim 1,4 \cdot 10^3$  Вт/м<sup>2</sup>). Поэтому измерение светового давления осуществляется в специальных, весьма тонких опытах, в которых принимаются меры для устранения многих других, конкурирующих эффектов, которые обычно маскируют давление света (конвекционные потоки воздуха, радиометрические силы между неодинаково нагретыми поверхностями и т. п.). В то же время в космических масштабах давление света играет весьма важную роль. При огромных энергиях излучения от мощных космических источников величина сил светового давления действующих на малые частицы оказывается сравнимой с величиной сил гравитационного притяжения. Поэтому давлением света объясняется, в частности, форма кометных хвостов. Кометы представляют собой малые тела Солнечной системы с довольно сложным строением. Плотное «ядро» кометы состоит из «льдов» различных летучих веществ и мелких «каменных» частиц. Оно окружено оболочкой из газов с примесью пыли, которая светится под действием солнечного излучения («резонансная флюоресценция») и наблюдается в виде «головы» кометы. От головы тянется один или несколько туманных «хвостов». Хвосты I типа представляют собой плазму из ионизованных молекул ( $CO^+$ ,  $N_2^+$ ,  $CO_2^+$ ,  $CH^+$  и т. д.), и их форма обусловлена взаимодействием плазмы с корпускулярными потоками от Солнца. Хвосты II типа состоят из нейтральных молекул, а III типа – из пылинок различных размеров. Для этих частиц создается указанная выше ситуация, когда преобладают силы светового давления. Поэтому формируются хвосты зачастую весьма своеобразной формы, направленные от солнца.

При помещении излучающего вещества в сильное магнитное или электрическое поле наблюдается новый эффект – расщепление спектральных линий на несколько компонент. Характер расщепления зависит от рода атомов и величины напряженности поля. Если источник света, дающий «простые» спектральные линии ( $H$ ,  $Zn$ ,  $Ca$ ), помещаем между полюсами электромагнита, то наблюдается так называемый «нормальный (простой) эффект Зеемана». Линии с частотой  $\nu$  (рис. 5.2, а) при наблюдении поперек поля представляются в виде «триплета» с частотами  $\nu - \Delta\nu$ ,  $\nu$ ,  $\nu + \Delta\nu$  (рис. 5.2, б), причем крайние линии поляризованы так, что колебания вектора  $\vec{E}$  перпендикулярны направлению внешнего магнитного поля ( $\sigma$  – поляризация), а для средней линии – колебания происходят вдоль магнитного поля ( $\pi$  – поляризация); при

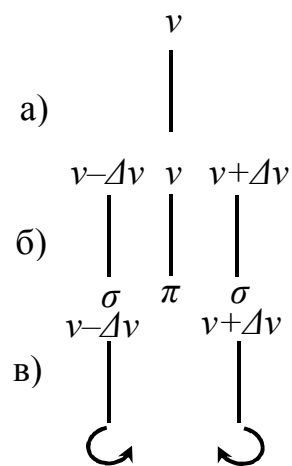


Рисунок 5.2

наблюдении вдоль поля (рис. 5.2, в) средняя линия исчезает, а крайние линии поляризованы по левому и правому кругу (циркулярная поляризация). При уменьшении напряженности поля средняя линия усиливается, а крайние линии ослабляются, так что при  $H = 0$  вновь получается одна простая линия (рис. 5.2, а).

Элементарная теория эффекта Зеемана основана на «классической» электронной теории: электрон атома представляется «гармоническим осциллятором», совершающим колебания под действием квазиупругой силы. Это колебание может быть разложено на три компоненты – линейное колебание вдоль направления поля  $\vec{H}$  и два «круговых» движения по левому и правому кругу в плоскости перпендикулярной  $\vec{H}$  (рис. 5.3).

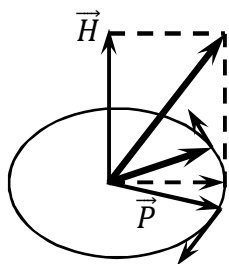


Рисунок 5.3

В магнитном поле на электрон действует сила Лоренца, которая по-разному влияет на эти компоненты. На первую из них действие силы Лоренца  $F = \mu_0 e V H \sin(\vec{V}\vec{H})$  равно нулю, так как  $(\vec{V}\vec{H}) = 0$ . Действие поля на вторую и третью компоненты сводится к добавочной силе  $\pm \mu_0 e V H$ ; так как  $(\sin(\vec{V}\vec{H}) = 1)$ , направленной вдоль радиуса круговой траектории к её центру или в противоположную сторону, как показано на рисунке 5.3. Поэтому колебание вдоль поля

остается неизменным и продолжает происходить с частотой  $\nu$ ; движение по окружностям происходит с измененной частотой  $\nu - \Delta\nu$  или  $\nu + \Delta\nu$ , в зависимости от того, уменьшается или увеличивается центростремительная сила, действующая на электрон. В соответствии с этим излучение движущегося заряда становится сложным по спектральному составу и состоит из трех компонент с частотами  $\nu - \Delta\nu$ ,  $\nu$ ,  $\nu + \Delta\nu$ , между которыми определенным образом распределяется полная энергия излучения. В направлении, перпендикулярном магнитному полю, будет наблюдаться  $\pi$  – компонента с колебаниями вдоль поля и две  $\sigma$  – компоненты с колебаниями перпендикулярно полю (проекции круговых колебаний на направление, перпендикулярное полю). В направлении вдоль поля компонента с частотой  $\nu$  наблюдаться не может ввиду поперечности световых волн, а две другие компоненты представляют собой циркулярнополяризованный свет с левым и правым направлением вращения вектора  $\vec{E}$ . Количественная теория приводит к следующему выражению для величины расщепления:

$$\Delta\nu = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{e\mu_0}{m} H. \quad (5.13)$$

Пропорциональность величины  $\Delta\nu$  напряженности поля сохраняется даже в очень сильных полях ( $H \sim 10^7$  А/м). Измерение  $\Delta\nu$  дает возможность непосредственно вычислить величину и знак отношения  $e/m$  для электрона. Для проведения таких измерений необходимо использовать спектральные приборы высокой разрешающей силы, поскольку даже в очень сильных полях (до  $10^6$  А/м) расщепление не превышает долей Å.



Описанный выше нормальный эффект Зеемана наблюдается лишь для синглет – линий без тонкой структуры. Большинство атомов дают мультиплетные (например, дублеты  $Na$ ,  $K$ ) линии со сложной тонкой структурой. При воздействии внешнего магнитного поля на эти атомы получается значительно более сложная картина расщепления, чем описанная выше. Каждая линия расщепляется на различное число компонент (например, одна из линий желтого дублета  $Na$  – на 6, а вторая – на 4 компоненты), часть из которых является  $\sigma$ –, часть –  $\pi$ – компонентами, причем величина расщепления может быть больше или меньше «нормального» расщепления (5.2). Такая картина называется «аномальным» эффектом Зеемана. Полная теория эффекта дается квантовой теорией, в которой учитывается взаимодействие магнитного момента электрона с магнитным полем внутри атома и внешним магнитным полем. Разумеется, квантовая теория дает объяснение и «простого» эффекта Зеемана, причем получаются те же результаты, что и в «классической» теории. Заметим, что в очень сильных магнитных полях наблюдается так называемый «эффект Пашена – Баке» – сложная аномальная картина расщепления исчезает, и наблюдается «простая» картина, показанная на рисунке 5.2; это явление также естественным образом объясняется квантовой теорией.

Эффект Зеемана наблюдается также и на линиях поглощения («обратный» эффект Зеемана). Для «простой» линии поглощения получается картина расщепления, описанная выше. Этот эффект имеет ту же природу, что и магнитное вращение плоскости поляризации («эффект Фарадея»), и может рассматриваться как возникновение двойного («вращательного») перепреломления в магнитном поле.

Расщепление спектральных линий наблюдается и в электрическом поле; это явление называется «эффектом Штарка». Как при наблюдении вдоль, так и поперек поля линии расщепляются на ряд  $\pi$ – и  $\sigma$ –компонент, расположенных симметрично к исходной линии на расстояниях, кратных некоторому минимальному расстоянию пропорциональному первой степени напряженности поля  $\vec{E}$  («линейный» эффект Штарка) или квадрату  $\vec{E}$  («квадратичный» эффект). Этот эффект играет, в частности, большую роль в плотной плазме, поскольку электроны плазмы находятся в сильных полях, создаваемых ионами. В результате хаотического изменения этих полей эффект Штарка приводит к значительному расширению линий излучения и существенному изменению характера спектра. Объяснение эффекта Штарка и его количественное описание достигается только квантовой теорией, учитывающей строение атома и закономерности движения атомных электронов.

Наряду с линейчатым спектром, строго индивидуальным для данного рода излучающих свет атомов, в излучении большинства источников света (например, газоразрядных ламп, работающих при высоких давлениях) всегда имеется более или менее интенсивный «сплошной» (или «непрерывный») спектр, в котором интенсивность сравнительно медленно изменяется с длиной волны, а характерный вид спектра в меньшей степени «индивидуален», чем

линейчатый спектр. Сплошной спектр возникает при переходах между парами квантовых состояний, из которых хотя бы одно находится в области «энергетического континуума» с непрерывным набором разрешенных уровней энергии. Причиной появления сплошного спектра является протекание в источнике света (например, в плазме) таких элементарных процессов, как ионизация атомов и рекомбинация ионов (или ионов и электронов), диссоциация молекул и обратный ей процесс – «ассоциация» атомов, тормозное излучение и поглощение света электронами в полях, созданных ионами. От сплошного спектра следует отличать «многолинейчатый» спектр излучения сложных атомов, который выглядит сплошным при малой разрешающей способности спектрального прибора, и «полосатый» («квазисплошной») спектр молекул, в котором участки сплошного спектра – «полосы» – также состоят из отдельных, очень близких спектральных линий, которые можно «разрешить» соответствующими приборами.

Количественные характеристики сплошного спектра в принципе могут быть рассчитаны теоретически, если известны ответственные за его появление элементарные процессы; однако в большинстве случаев такой расчет представляет трудную задачу, поскольку квантовые характеристики атомных систем (их волновые функции, см. ниже) известны с достаточной точностью лишь для «простых» атомов с малым числом электронов. Поэтому используются различные приближенные расчетные и экспериментальные методы исследования сплошных спектров.

Уровни энергии электронов в атоме представляют дискретный набор, сходящийся к некоторому пределу – «границе ионизации», причем расстояние между ближайшими уровнями быстро уменьшается с приближением к границе ионизации. За пределами атома, т. е. при энергиях выше этой границы, электрон находится в области энергетического континуума с непрерывным набором уровней. Переходы между дискретными уровнями и континуумом – «связанно-свободные» переходы – и переходы внутри континуума – «свободно-свободные» переходы – и являются причиной возникновения сплошного спектра (переходы между дискретными уровнями называются «связанно – связанными» и обуславливают линейчатый спектр) излучения или поглощения, в зависимости от направления перехода. В частности, «фотоионизация» атомов, при которой электрон после поглощения светового кванта покидает атом, дает сплошной спектр поглощения; рекомбинация иона и электрона с переходом последнего в связанное состояние внутри атома приводит к возникновению сплошного спектра испускания. Аналогичным образом возникает сплошной спектр при фотоионизации положительных ионов и рекомбинации многозарядных ионов с электронами (при этом образуется ион с меньшим избыточным зарядом). «Тормозное» излучение и поглощение возникает при переходах между «свободными» состояниями в энергетическом континууме. При замедлении электрона полем иона электрон отдает избыточную кинетическую энергию в виде тормозного излучения кванта света, при ускорении электрона имеет место тормозное поглощение (простейший пример

тормозного излучения – испускание электронами рентгеновских лучей в рентгеновских трубках при торможении на поверхности массивного антиматериального катода). Сплошной спектр может возникать также при взаимодействии электрона с нейтральным атомом. При наличии у атома так называемого «сродства к электрону» (количественной мерой которого является разность энергии атома (молекулы) в основном состоянии и в состоянии после присоединения электрона и образования отрицательного иона), электрон может быть «захвачен» атомом, и образуется отрицательный ион; избыточная энергия электрона отдается в виде «сплошного» излучения. Такой процесс называется «радиационным прилипанием» (в отличие от рекомбинации иона с электроном – «радиационного захвата»). Обратный процесс – отрыв электрона от отрицательного иона в результате поглощения света – «фотоотрыв» – обуславливает «сплошное» поглощение.

Совершенно аналогичные процессы происходят и при взаимодействии молекул (ионизованных или нейтральных) с электронами, в результате чего имеет место испускание или поглощение излучения со сплошным спектром. Однако существуют и специфические молекулярные процессы, приводящие к тем же эффектам. В результате поглощения фотона молекула может перейти в неустойчивое («отталкивательное») состояние и распасться («диссоциировать») на отдельные атомы; такой процесс называется «фотодиссоциацией» и дает сплошной спектр поглощения, поскольку энергия разлетевшихся атомов имеет непрерывный набор значений. Напротив, сталкивающиеся атомы могут, поглотив фотон, вновь образовать устойчивую молекулу («фотоассоциация»), что также обуславливает сплошной спектр поглощения. В обоих случаях возможны обратные процессы, приводящие к испусканию излучения со сплошным спектром.

Участки сплошного спектра появляются, например, в излучении газоразрядной плазмы в результате сильного уширения спектральных линий, соответствующих переходам между дискретными уровнями (см. т. II). Если величина уширения велика (например, при высоких давлениях и температурах плазмы), то оно может превысить расстояние между центрами линий, и они сливаются. Этим объясняется, например, «квазисплошной» характер спектра излучения газоразрядных ламп высокого давления, о чем уже упоминалось в т. II. Наконец, даже при наличии линейчатого спектра излучения в каждом элементе объема источника света его общий спектр испускания может быть сплошным, если велика оптическая плотность источника (такая ситуация имеет место и в высокотемпературной плазме), что также объясняется уширением и перекрытием спектральных линий. Аналогичным образом объясняется сплошной характер спектра теплового излучения нагретых твердых и жидких тел (см. гл. 4).

## 5.2 Рентгеновские лучи

Как уже упоминалось выше, рентгеновскими лучами называют электромагнитное излучение с длинами волн менее 80 нм в диапазоне промежуточном между оптическим и гамма-излучением. По своей природе рентгеновские лучи ничем не отличаются от указанных видов излучения; рентгеновский диапазон длин волн выделяют главным образом по способу получения и регистрации излучения. Рентгеновские лучи получают путем бомбардировки быстрыми электронами твердых материалов (например, металлов). Это осуществляется в «рентгеновских трубках», представляющих собой обычно вакуумированный стеклянный баллон с впаянными в него электродами – анодом и катодом. В «ионных» рентгеновских трубках свободные электроны, ускоряемые электрическим полем, образуются в результате бомбардировки холодного катода положительными ионами разряженного (до 0,1 Па) газа под действием высокого напряжения. В «электронных» трубках свободные электроны образуются за счет термоэлектронной эмиссии катода, нагреваемого электрическим током. В зависимости от назначения, выпускаемые промышленностью рентгеновские трубки отличаются большим разнообразием конструктивных исполнений. Существуют запаянные стационарные рентгеновские трубки (обычно для применения в медицине и в дефектоскопии) и разборные, чаще всего в металлическом корпусе; для применения в рентгеноспектральном и рентгеноструктурном анализе давление в трубках обычно составляет  $10^{-3}$ – $10^{-5}$  Па. В электронных трубках катод выполняется в виде спирали или прямой нити из вольфрама, которая помещается в «фокусирующее устройство» в форме чашки или цилиндра с торцевым отверстием. Анод рентгеновской трубки выполняется в виде вольфрамового диска или полого медного цилиндра, впаянного в баллон глухим концом, торцевая поверхность которого используется в качестве мишени для быстрых электронов («анодного зеркала»); для изменения спектрального состава рентгеновского излучения на эту поверхность наносят разными способами (втирают, наплавляют или осаждают гальванически) тонкие слои исследуемых материалов. Температура катода составляет около 2 000 К. Поток электронов ускоряется напряжением до 100 кВ, в зависимости от требуемой «жесткости» рентгеновского излучения. Важной характеристикой рентгеновской трубки является площадь «фокусного пятна» – площадки анода, бомбардируемой электронным пучком. В «острофокусных» трубках эта площадь составляет 0,01 мм<sup>2</sup> и меньше, в «широкофокусных» – до 25 мм<sup>2</sup>; с помощью специальных устройств размерами фокуса трубки можно управлять в широких пределах. Это позволяет изменять расходимость выходящего из трубки пучка от 180° до 3° и менее. Важнейшей характеристикой трубки является рабочее ее (ускоряющее) напряжение, определяющее энергию электронов, соударяющихся с анодом, и тем самым спектральный состав возникающего при этом рентгеновского излучения. КПД рентгеновских трубок обычно мал – несколько процентов.

Для проведения различных исследований с рентгеновскими лучами используется специальная рентгеноспектральная и рентгеноструктурная аппаратура. Для осуществления рентгеновского спектрального анализа (см. ниже) главным требованием является достаточно высокая чувствительность аппаратуры, при анализе рентгеновских спектров, например, главным является обеспечение высокой разрешающей способности. В «дисперсионных» спектральных приборах используются плоские или изогнутые кристаллы – анализаторы; в недисперсионных приборах нужный участок рентгеновского спектра выделяется с помощью сцинтилляционного или пропорционального газового счетчика. В дисперсионных спектрографах применяется фотографический метод регистрации, в спектрометрах – различные детекторы, используемые и для счета  $\gamma$ -квантов (см. гл. 7). В длинноволновой области спектра (30–40 нм) для разложения рентгеновского пучка в спектр успешно используются изогнутые кристаллы кварцевой пластинки и дифракционные решетки с числом штрихов до 1 200 на миллиметр.

Выпускаемые типы рентгеновской аппаратуры для спектрального и структурного анализа отличаются значительным конструктивным разнообразием ввиду различия задач, решаемых при том или ином исследовании с использованием рентгеновских лучей (см. ниже).

При соударении быстрых электронов с твердой поверхностью возникают рентгеновские лучи двух типов – тормозное и характеристическое рентгеновское излучение. Тормозное излучение имеет сплошной спектр, не зависящий от материала анода. Его возникновение можно объяснить на основе «классической» электромагнитной теории. Электрон резко затормаживается на твердой поверхности анода, т. е. движется в течение короткого времени с очень большим (отрицательным) ускорением. При этом должно возникать электромагнитное излучение в широком интервале частот; причем в спектре тормозного излучения отсутствуют частоты выше некоторой максимальной ( $\nu_0$ ), которая приблизительно пропорциональна ускоряющей электрону разности потенциалов. В результате торможения электрона возникает квант излучения  $h\nu$ , причем начальная энергия электрона  $\frac{m\nu_0^2}{2}$  случайным образом распределяется при торможении; этим объясняется непрерывный характер спектра излучения. Из закона сохранения энергии следует, что энергия кванта  $h\nu$  не может быть больше энергии электрона  $\frac{m\nu_0^2}{2}$ ; отсюда получается условие для максимальной частоты излучения:

$$\nu_0 \leq \frac{m\nu_0^2}{2h}. \quad (5.14)$$

Учитывая, что при ускорении разностью потенциалов  $U$  энергия  $\frac{m\nu_0^2}{2} = eU$ , можно переписать (5.14) в виде:

$$\nu_0 \leq \frac{eU}{h}. \quad (5.15)$$

Таким образом,  $\nu_0 \sim U$ , в соответствии с экспериментальными данными. Максимальной частоте  $\nu_0$  соответствует минимальная длина волны  $\lambda_{min} = \frac{c}{\nu_0}$ . Максимум интенсивности в сплошном спектре имеет место при длине волны

$$\lambda_{max} = \frac{3}{2} \lambda_{min} = \frac{3}{2} \frac{c}{\nu_0} = \frac{3}{2} \frac{ch}{eU} . \quad (5.16)$$

Чем выше ускоряющее напряжение, тем «жестче» становится тормозное рентгеновское излучение, т. е. в нем преобладают «коротковолновые» лучи, обладающие большой проникающей способностью.

Рассмотрим теперь свойства второй компоненты рентгеновского излучения, возникающего при соударении быстрых электронов с веществом – «характеристического» излучения, спектральный состав которого определяется химической природой вещества. Это излучение возникает в результате передачи энергии быстрых электронов атомам вещества, которые совершают квантовые переходы. Поскольку длина волны рентгеновских лучей значительно меньше, чем в видимой области, то энергия рентгеновских квантов, соответственно, значительно больше, чем оптических. Отсюда следует, что, согласно условию  $h\nu_{nm} = E_n - E_m$ , разность уровней атома, между которыми происходят «рентгеновские» переходы, велика и соответствует «внутренним» электронам в тяжелых атомах. Для этих электронов энергия термов определяется соотношением:

$$E_n = -\frac{hR}{n^2} (Z - a)^2, \quad (5.17)$$

где поправка  $a$  учитывает экранирование ядра другими электронами.

Для тяжелых атомов номер  $Z$  велик, а величина  $n$  для внутренних электронов – порядка 1; это обуславливает большие значения  $E_n$  и разности  $E_n - E_m$  для уровней. Таким образом, в отличие от оптического излучения, за которое ответственны внешние, валентные электроны, характеристическое рентгеновское излучение испускается при квантовых переходах внутренних электронов в атомах.

Механизм возбуждения рентгеновских лучей также отличается от возбуждения оптического излучения. Внешние электроны в результате возбуждения атома, например, в результате соударения с быстрыми электронами плазмы в газовом разряде, переводятся на более высокие, незаполненные электронами уровни и затем испускают излучение, возвращаясь в «основное» состояние. Однако такое возбуждение для внутренних электронов невозможно, поскольку все нижние уровни заполнены электронами. Внутренний электрон можно перевести только на один из «внешних» уровней, к границе ионизации атома, на что требуется значительная энергия. Очевидно, что при возбуждении быстрыми электронами в рентгеновской трубке, обладающих определенным разбросом по энергии, внутренний электрон должен чаще всего «выбрасываться» за пределы границы ионизации атома, что и имеет место в действительности. При удалении электрона из атома на один из внутренних энергетических уровней, образуется «вакансия», на которую

незамедлительно переходит электрон с более высоколежащего уровня; на этом уровне, в свою очередь, возникает «вакансия», заполняемая еще более «внешним» электроном, и т. д. В результате всей совокупности таких переходов возникает рентгеновское излучение с линейчатым спектром, характерным для данного рода атомов. Такой механизм подтверждается также структурой рентгеновских спектров поглощения. В отличие от оптических спектров поглощения атомов (в газах и парах), состоящих из узких линий, рентгеновские спектры поглощения имеют вид полос с резкими краями на длинноволновой (низкочастотной) стороне, как схематически показано на рисунке 5.4. Полосы обозначаются буквами  $K$ ,  $L$ ,  $M$ , ..., причем полоса  $K$  – «простая», а остальные имеют определенную структуру. Эти спектры аналогичны полосам «сплошного поглощения» в оптической области и соответствуют процессы «фотоионизации» – вырыванию электрона из внутренних оболочек атомов внешним излучением. Полоса  $K$  обусловлена «выбиванием» электрона из наиболее «глубокой» электронной оболочки с  $n = 1$  ( $K$  – оболочки), и ей соответствует наибольшая частота, т. е. наименьшая длина волны. Полоса  $L$  соответствует удалению из атома электронов из оболочки с  $n = 2$  ( $L$  – оболочки), и т. д. Резкий край полосы соответствует началу процесса фотоионизации, т. е. частоте облучения, при которой электрон может лишь покинуть пределы атома, не приобретая избыточной кинетической энергией. «Бесструктурность»  $K$  – полосы объясняется нерасщепленностью основного состояния атома 1, в отличие от вышележащих состояний, обладающих тонкой структурой (см. выше).

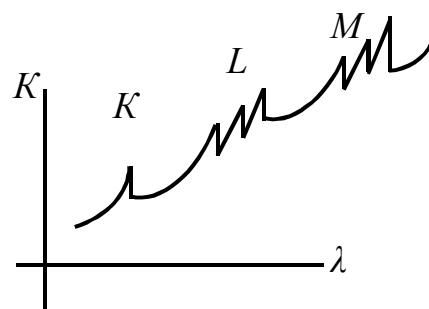


Рисунок 5.4

Из выражения для энергии термов (5.17) следует, что частота рентгеновской линии может быть выражена общей формулой:

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{R}{n_1^2} (Z - a_1)^2 - \frac{R}{n_2^2} (Z - a_2)^2 = T_1 - T_2, \quad (5.18)$$

где величина терма  $T$  определяется как:

$$T = \frac{R(Z - a)^2}{n}. \quad (5.19)$$

Поскольку все тяжелые атомы имеют одинаково построенные внутренние оболочки, то для них поправку  $a$  можно считать одинаковой для всех элементов с большими  $Z$ . Таким образом, структура рентгеновских спектров всех тяжелых атомов одинакова, и с ростом  $Z$  спектр только смещается в сторону увеличения частот. Усложнение рентгеновских спектров тяжелых элементов по сравнению с легкими проявляется «включением» более высоких уровней; так  $M$  – оболочка ( $n = 3$ ) заполняется впервые 4 у меди ( $Z = 29$ ),  $N$  – оболочка ( $n = 4$ ) – 4 лутеция,

и т. д. Поэтому рентгеновский спектр тяжелых атомов «богаче», чем легких, что используется в практике.

Из формулы (5.19) следует так называемый закон Мозли для рентгеновских термов:

$$\sqrt{\frac{T}{R}} = \frac{1}{n}(Z - a), \quad (5.20)$$

т. е. корни квадратные из величины термов линейно возрастают с атомным номером  $Z$ .

Поскольку для различных оболочек постоянная экранирования  $a$ , естественно, неодинакова, то «графики Мозли»  $\sqrt{T}(Z)$  имеют различные наклоны для  $K, L, M, \dots$  серий (рис. 5.5). Для  $K$  – термов  $a$  близка к 1, для  $L$  –

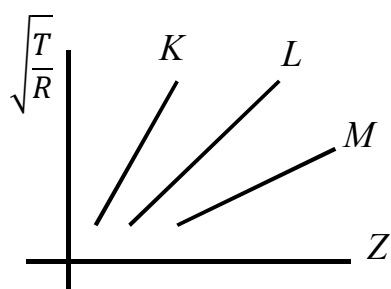


Рисунок 5.5

термов – к 8. Прямые рисунка 5.5 не обнаруживают никаких следов периодичности, свойственной, например, зависимостям ионизационных потенциалов и других физических свойств от атомного номера  $Z$ . Это еще раз подтверждает одинаковое строение всех внутренних оболочек атомов и тот факт, что периодичность обнаруживает лишь «химические» свойства, определяемые «внешними», валентными электронами, а рентгеновское излучение

испускается «внутренними» электронами атомов.

Рентгеновские лучи нашли чрезвычайно широкое практическое применение в самых различных областях науки и техники. В практике заводских и исследовательских материаловедческих лабораторий часто применяется рентгеноструктурный анализ, дающий чрезвычайно богатую информацию о структуре, составе и состоянии различных материалов. Основы этого метода и примеры его применения были рассмотрены выше, в гл. 4. Остановимся здесь на некоторых других типичных примерах практического использования рентгеновского излучения. В биологии при изучении строения клеток и микроорганизмов часто используется метод «рентгеновской микроскопии». Разрешающая способность рентгеновских микроскопов на 2–3 порядка выше, чем для оптических микроскопов, ввиду соответственно меньшей длины волны, что позволяет различить значительно больше деталей исследуемого объекта. «Оптика» рентгеновского микроскопа существенно отличается от обычной, поскольку показатель преломления веществ в рентгеновской области очень близок к 1 ( $1-10^{-4}$ ), и обычные линзы и призмы непригодны. Поэтому для управления рентгеновскими лучами и их фокусировки используют явление «полного отражения» лучей изогнутыми зеркальными плоскостями или их отражение изогнутыми кристаллографическими плоскостями («отражательная» микроскопия). Применяется также метод проекций в расходящемся пучке лучей («проекционная» микроскопия), основанный на специфических особенностях



взаимодействия рентгеновских лучей с веществом. В качестве детекторов излучения используются фотопленки или электроннооптические преобразователи. Полное разрешение отражательных рентгеновских микроскопов ограничивается дифракционными эффектами и достигает  $85^\circ$  при длине волны  $\lambda = 1 \text{ \AA}$  и увеличении до  $10^5$ . Изображениям присущи различного рода абберации типа рассмотренных в гл. 1. Более широко применяется теневая рентгеновская микроскопия, при которой наблюдается теневая проекция исследуемого объекта в расходящемся пучке рентгеновских лучей от «точечного» источника, которым служит, например, микрофокусная рентгеновская трубка с фокусом 0,1–1 мкм. Объект должен находиться на малом расстоянии от рентгеновского источника; для этого фокус трубки помещается непосредственно на «окне» трубки или на острие иглы анода, расположенной вблизи окна трубки. Линейное разрешение таких микроскопов достигает  $100 \text{ \AA}$  при длине волны  $1 \text{ \AA}$  и ограничивается дифракционными эффектами. Проекционная микроскопия применяется в медицине, например, для изучения клеточного строения тканей, в минералогии для изучения горных пород, в металловедении для изучения особенностей микроструктуры сплавов и т. д. Метод позволяет оценивать качество окраски или нанесенных покрытий, отделки миниатюрных изделий, получать в микрорентгенографии биологических и ботанических срезов толщиной до 0,2 мм, анализировать смеси порошков легких и тяжелых металлов, изучать внутреннее строение непрозрачных объектов и т. д. Применение этого метода для оперативного контроля в условиях производства стало возможным после создания эффективных методов трансформации рентгеновского изображения в видимое.

Получение теневых проекций объектов в рентгеновских лучах, основанное на различии абсорбционных свойств разных веществ, лежит также в основе рентгеновской дефектоскопии – одного из методов неразрушающего контроля материалов и изделий с целью обнаружения в них дефектов – нарушений сплошности материала, отклонений от заданного состава и структуры и т. д. Наличие таких дефектов приводит к тому, что проходящий через исследуемое изделие рентгеновский луч ослабляется в различных местах в неодинаковой степени. Поэтому по распределению интенсивностей прошедшего пучка можно исследовать наличие и расположение неоднородностей и дефектов в материале. Для регистрации этого распределения можно применить фотографический метод, визуальный метод, при котором рентгеновское изображение детали трансформируется в видимое с помощью люминесцирующего экрана или электроннооптического преобразователя; ксерографический метод, при котором изображение получается на металлических пластинках, покрытых слоем вещества с электрически заряженной поверхностью; ионизационный метод, основанный на измерении интенсивности рентгеновского излучения по его ионизирующему действию (например, по ионизации газа), и другие методы. Чувствительность рентгенодефектоскопии характеризуется отношением линейного размера дефекта в направлении просвечивания к полной толщине детали в этом месте и

обычно составляет 1–10 %, в зависимости от материала. Метод может быть эффективно использован лишь для деталей не слишком большой толщины, так как проникающая способность рентгеновских лучей медленно возрастает с повышением их энергии. Рентгенодефектоскопия обычно применяется для выявления раковин, грубых трещин, ликвационных включений в литых и сварных стальных изделиях толщиной до 80 мм и в изделиях из легких сплавов толщиной до 250 мм. Для этих целей используются промышленные рентгеновские установки с энергией рентгеновских квантов от 5–10 до 200–400 кэВ. Изделия большой толщины – до 500 мм – «просвечивают» сверхжестким рентгеновским излучением с энергией в десятки МэВ, которое получается в ускорителях электронов, например, в бетатроне. По существу, разновидностью рентгенодефектоскопии является рентгенодиагностика в медицине – метод обнаружения повреждений и заболеваний человека и животных путем просвечивания рентгеновскими лучами. Различные ткани организма имеют существенно неодинаковые коэффициенты поглощения для рентгеновских лучей. Поэтому кости, легкие, сердце и некоторые другие органы легко различаются непосредственно на рентгеновском снимке; для исследования других органов, например, желудка, в них предварительно вводят специальные диагностические средства, повышающие контрастность рентгеновского изображения. Следует иметь в виду, что рентгеновское излучение принадлежит к числу опасных для здоровья «ионизирующих излучений», оказывающих сильное биологическое действие – см. гл. 7. Поэтому при проведении рентгенодиагностики принимаются специальные меры для защиты организма больного в целом и, разумеется, медицинского персонала от вредного воздействия рентгеновских лучей (о принципах защиты от излучений см. гл. 7).

Коротко остановимся на использовании рентгеновского излучения как средства исследования строения Вселенной и физических процессов, протекающих в небесных телах. Комплекс методов такого исследования называется «рентгеновской астрономией». Исследуемое излучение имеет длины волн в интервале  $100\text{--}0,3 \text{ \AA}$  и энергии квантов  $0,1\text{--}30 \text{ кэВ}$ . Поскольку рентгеновские лучи заметно поглощаются в атмосфере Земли, то регистрирующую аппаратуру помещают за ее пределами – на ракетах и искусственных спутниках Земли. Космическое рентгеновское излучение генерируется горячей плазмой с температурой выше  $10^6 \text{ К}$ , быстрыми электронами в космических магнитных полях («синхротропное излучение») и электронами, входящими в состав космических лучей, при взаимодействии в фотонами («обратный эффект Комптона»). Таким образом, его исследование может дать разнообразную информацию о многих «космических» процессах. Мощным источником рентгеновского излучения является Солнце. В «спокойный» период рентгеновское излучение имеет «тепловой» характер и соответствует температурам  $10^6\text{--}10^7 \text{ К}$ , достигая области длин волн  $10\text{--}20 \text{ \AA}$ . В период «активного Солнца» («вспышек») обнаруживается и нетепловая компонента, причем возникает очень жесткое рентгеновское и  $\gamma$ -излучение. Это

излучение генерируется в солнечной короне, хромосфере и переходной области; в спектре преобладают линии многократно ионизованных атомов, в особенности «водородоподобных» ионов.

В Галактике зарегистрировано более 156 источников дискретного рентгеновского излучения (их общее число в Галактике порядка  $10^4$ ). Их излучение обычно имеет длину волны до нескольких Å. В ряде случаев источники рентгеновского излучения идентифицированы как остатки «сверхновых» звезд (возможно, нейтронные звезды) или продукты «гравитационного коллапса – «черные дыры». Рентгеновское излучение таких небесных объектов обусловлено «дисковой аккрецией» – истечением газа с поверхности «нормальной» звезды на нейтронную звезду или черную дыру. Известны также рентгеновские источники внегалактического происхождения. Помимо этого, наблюдается изотропный рентгеновский «фон» со сплошным спектром, имеющий, по видимому, внегалактическое происхождение, механизм излучения которого не вполне ясен. Для проведения подобных исследований в основном применяется спектральная аппаратура, описанная выше. Однако прогресс техники исследований в этой области идет значительными темпами. В недалеком будущем основные исследования будут проводиться большими счетчиковыми и зеркальными рентгеновскими телескопами с площадью до  $10^5 \text{ см}^2$ , помещенными на космических летательных аппаратах, что должно обусловить возможность новой ценной информации астрофизического и космического характера.

Итак, вся совокупность описанных выше «квантовооптических» явлений приводит к представлению о дискретной, «квантовой» природе электромагнитного излучения, в частности, в оптическом (световом) диапазоне. В то же время как закономерности теплового излучения объясняются квантовым характером испускания, законы фотоэффекта свидетельствуют о квантовом характере поглощения света. Поэтому обобщение всех этих экспериментальных фактов позволяет заключить, что излучение состоит из неделимых «порций» – квантов электромагнитной энергии, которые могут испускаться или поглощаться только целиком, т. е. представляет собой поток особых «элементарных частиц» – «фотонов». С точки зрения современной теории, фотон представляет собой квант электромагнитного поля, посредством которого осуществляется электромагнитное взаимодействие между заряженными частицами. Более подробно представление о «взаимодействии» в материальном мире будут изложены в гл. 9. Как и всякая другая частица материи, фотон обладает динамическими характеристиками – скоростью, массой, импульсом и энергией; эти величины определяются, соответственно, выражениями:

$$\mathcal{V} = c, \quad m = \frac{h\nu}{c^2}, \quad P = \frac{h\nu}{c}, \quad E = h\nu. \quad (5.21)$$

Величина  $c$  – скорость распространения фотона в пустоте (вакууме) – является одной из фундаментальных мировых констант и, согласно специальной теории относительности Эйнштейна (основы этой теории очень

подробно изложены во всех курсах физики и многочисленных специальных монографиях, поэтому мы на них останавливаться не будем), определяет максимальную скорость передачи энергии (т. е. распространение взаимодействия) в материальном мире. Масса фотона определяется согласно универсальному соотношению между массой и энергией, установленному в теории относительности («релятивистской динамике»):

$$E = mc^2. \quad (5.22)$$

Отметим, что это соотношение имеет особую роль в ядерной физике (см. гл. 8 и 9). Специфической особенностью фотона, отличающей его от других элементарных частиц (за исключением, возможно, нейтрино), является отсутствие у него «массы покоя», т. е. массы при  $V = 0$ . Действительно, согласно изложенным выше представлениям, «остановка» фотона означает его «поглощение», т. е. исчезновение, с переходом его энергии в другие виды. Согласно теории относительности, скорость света в вакууме во всех инерциальных системах отсчета одинакова и равна  $c \approx 3 \cdot 10^8$  м/с; таким образом, фотон всегда находится в движении и «массы покоя» не имеет, импульс фотона определяется обычным образом как  $p = mV = mc = h\nu/c$ .

Подчиняясь законам квантовой механики (см. ниже), фотон обладает и некоторыми специфическими квантовомеханическими характеристиками, например, собственным моментом количества движения – «спином», равным 1 (в единицах  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1, 10^{-34}$  Дж·с). Наличие двух «спиновых состояний» с проекциями спина на направление движения  $\pm 1$  соответствует в «классической» электродинамике «поперечность» световых волн.

Рассмотрим теперь объяснение природы спинов атомов (молекул) и ряда других явлений, связанных с внутренним строением материи. Для этой цели необходимо обобщение квантовых представлений на всю материю в целом, которое лежит в основе квантовой механики; квантовая теория излучения является одним из ее разделов. Ниже мы рассмотрим коротко элементы и другого раздела квантовой механики – зонной теории твердых тел.

### 5.3 Основы квантовой механики

Факты, изложенные в таблице 1, свидетельствуют о двойственности, «корпускулярно-волновой» природе света: свет, как электромагнитное излучение вообще, обнаруживает световые волны в потоке волны и потоке частиц, причем в различных явлениях те или иные свойства могут выступать на передний план, в зависимости от энергии кванта. Электромагнитная волна представляет собой движущееся в пространстве переменное электромагнитное поле (см. т. II). Поле является одной из двух основных форм материи; вторая из них – это «вещество», состоящее из «элементарных частиц» – протонов, нейтронов и электронов (об «антивеществе» см. гл. 9).

Исходя из положения диалектического материализма о единстве материального мира, можно предположить, что указанный «корпускулярно-

волновой дуализм» свойств характерен не только для света, но и для всей материи в целом, т. е. и элементарным частицам. Это означает, что все частицы должны обнаруживать волновые свойства. Такая «гипотеза» уже давно получила надежное экспериментальное подтверждение (см. ниже) и является основным положением квантовой механики, изучающей законы движения в «микроскопических» масштабах (примерно  $10^{-8}$ – $10^{-15}$  м и меньше). Объектами, к которым применимы законы квантовой механики, являются атомы, молекулы, кристаллы, атомные ядра и элементарные частицы. Квантовая механика является теоретической основой современной атомной и ядерной физики и физики твердого тела. Особенностью квантовой механики является большая сложность ее материального аппарата; поэтому в этой главе мы остановимся лишь на основных положениях и некоторых принципиально важных результатах квантомеханических расчетов.

На основе положения о волновых свойствах частиц в квантовой механике каждой движущейся частице с массой  $M$  и скоростью  $\mathcal{V}$ , т. е. с импульсом  $p = m\mathcal{V}$ , сопоставляется волновой процесс – «волна де Бройля», длина которой определяется как

$$\lambda_B = \frac{h}{m\mathcal{V}} = \frac{h}{p} \quad (5.23)$$

(«формула де Бойля»). Например, для свободно движущегося электрона, прошедшего ускоряющую разность потенциалов  $U$ , длина волны де Бойля равна

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2mcU}} \quad (U - \text{в В,} \quad \lambda - \text{в \AA}). \quad (5.24)$$

Важность формул (5.23) и (5.24) заключается в том, что на их основе можно показать условия, в которых должны четко проявляться волновые свойства частиц. Действительно, волновые свойства света, например, дифракция, проявляются в областях пространства, размеры которых сравнимы с длиной световой волны. Рассмотрим теперь движение частиц с массой 1 г со скоростью 1 см/с. Учитывая, что  $h = 662 \cdot 10^{-36}$  Дж·с, по формуле (5.23) находим, что  $\lambda_B = 6,6 \cdot 10^{-27}$  см. В настоящее время нет возможности изучать движение в столь малых областях пространства, и, следовательно, наблюдать волновые свойств таких малых «макроскопических» частиц; поэтому их движение с достаточной точностью описывается законами «классической» механики Ньютона. Иная ситуация имеет место, например, для электрона массой  $m = 9,1 \cdot 10^{-28}$  г, движущегося со скоростью  $7 \cdot 10^8$  см/с, расчет по формуле (5.23) дает  $\lambda_B = 10^{-8}$  см.

Такой порядок имеют размеры атомов и расстояния между узлами кристаллической решетки твердых тел. В этих масштабах следует ожидать проявление волновых свойств электрона; опыт подтверждает это предсказание теории. Явление дифракции элементарных частиц на кристаллах и их важные практические применения будут описаны ниже.

Однако не следует полностью отождествлять волну де Бройля с самой частицей. Многие предоставления квантовой механики не имеют того простого и наглядного смысла, который свойствен, например, законам классической механики Ньютона. Волна де Бройля имеет смысл особой «волны вероятности». Амплитуда этой волны называется «волновой функцией» частицы и определяет ее «квантовое состояние». Квадрат амплитуды определяет «интенсивность» волны де Бройля, которая в свою очередь, является мерой вероятности нахождения частицы в данном месте пространства. Поэтому знание волновой функции позволяет предсказывать результаты изменений координат и других динамических характеристик «микрочастицы» с помощью «макроскопических» приборов.

Для определения волновой функции в квантовой механике устанавливается основное «уравнение Шредингера», описывающее движение частиц (в отсутствие магнитного поля):

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi. \quad (5.25)$$

В «стационарном» состоянии, когда полная энергия частицы  $E$  неизвестна, уравнение Шредингера принимает вид:

$$\Delta \psi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} [E - U(x, y, z)] \psi = 0. \quad (5.26)$$

Решение этого уравнения показывает, что полная энергия частицы, «связанной» в некоторой области пространства (как, например, электрон в атоме или кристалле), может принимать только определенный «дискретный» набор значений; «свободная» частица ( $U = 0$ ) может иметь любое значение энергии («непрерывный спектр» или «континуум»). Это «квантование» уровней энергии является характерной особенностью «микромира», подчиняющегося законам квантовой механики.

Поскольку к волновому процессу не применимо понятие «координаты», то и в отношении микрочастиц это понятие лишено точного физического смысла; тем самым для частиц отпадает и понятие «траектории» как линии, состоящей из «геометрических точек». Поэтому координата и импульс микрочастицы могут быть изменены с помощью классических приборов лишь с определенной «неточностью»  $\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$ , соответственно.

Одним из основных соотношений, устанавливаемых квантовой механикой, является так называемое «соотношение неопределенностей» (или «соотношение неточностей»):

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi}. \quad (5.27)$$

Поскольку  $p = m\mathcal{V}_x$ , то вместо (5.27) можно написать:

$$\Delta x \Delta \mathcal{V}_x \geq \frac{h}{4\pi m}. \quad (5.28)$$

Это означает, что чем более точно определена координата микрочастицы, тем с меньшей точностью можно измерить ее импульс, и наоборот. Например,

импульс частицы может быть измерен по кривизне «трека», обладает конечной шириной, так что координата частицы точно не определяется. Такая ситуация имеет место при всех изменениях в области «микромира».

Важность соотношения (5.27) определяется тем, что оно устанавливает границы применимости классической механики для описания движения частиц. Пусть частица с массой  $m = 1$  г движется с некоторой скоростью  $\mathcal{V}$ , причем момент времени может быть измерен, например, с помощью микроскопа с точностью до  $0,1 \text{ мкм} = 10^{-5} \text{ см}$ . Тогда формула (5.28) дает для неточности величины скорости  $\mathcal{V}$  значение  $\mathcal{V} = 0,5 \cdot 10^{-22} \text{ см/с}$ ; такая «неточность» намного меньше погрешности измерений любыми современными приборами, и, следовательно, можно считать, что такая частица имеет вполне определенные скорости и координату. Иная ситуация имеет место для электрона, скорость которого может быть определена с точностью до  $\mathcal{V} = 10^8 \text{ см/с}$ ; при этом формула (5.28) дает  $\Delta x = 0,5 \cdot 10^8 \text{ см}$ , т. е. величину порядка размеров атома. Это означает, что об электроне в атоме «точно» известно лишь то, что он находится внутри атома; приписывать электрону какие-либо определенные «местоположения», например, определенную «круговую орбиту» вокруг атомного ядра, нельзя. Однако можно установить «наиболее вероятные» положения электрона относительно ядра, что соответствует представлению об «электронном облаке» определенной плотности вокруг ядра (см. ниже).

Решение уравнения Шредингера (5.26) может быть проведено при известном виде потенциальной энергии  $U$  как функции координат. В некоторых простых случаях это осуществляется сравнительно просто. Например, для «гармонического осциллятора», т. е. частицы с массой  $m$ , совершающей колебания с собственной циклической частотой  $\omega_0$  под действием упругой силы  $f = -m\omega_0^2 x$ , потенциальная энергия равна  $U = \frac{m\omega_0^2}{2} x^2$ . Решение уравнения (5.26) в этом случае приводит к следующему результату: энергия осциллятора может принимать лишь определенные значения, образующие дискретный набор равно отстоящих «уровней» энергии:

$$E_n = \frac{h\omega_0}{2\pi} \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (5.29)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$  – целое число, которое называется «квантовым числом для данной задачи». Заметим, что «нулевая» энергия в данной системе невозможна: минимальная энергия («энергия нулевых колебаний») при  $n = 0$  равна

$E_{n0} = \frac{h\omega_0}{2\pi}$ . Другим элементарным примером

является движение частицы через «потенциальный барьер». Если частица имеет полную энергию  $E$  и находится в области, где функция  $U(x)$  имеет вид, показанный на рисунке 5.6, то согласно классической механике, частица не может пройти через «барьер» высоты  $U_0 > E$  и должна навсегда оставаться в области  $x < x_0$ . Квантомеханический расчет приводит к другим выводам: имеется

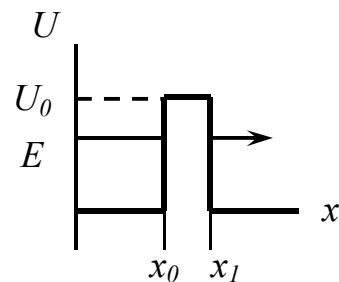


Рисунок 5.6

отличная от нуля вероятность, что частица окажется справа от барьера, т. е. в области

$x > x_1$ . Эта вероятность зависит от высоты ( $U_0$ ) и ширины ( $x_1 - x_0$ ) барьера и от энергии; она резко возрастает с увеличением  $E$ . Такое «просачивание» частицы через потенциальный барьер называется «туннельным эффектом»; оно не имеет аналога в классической механике и является следствием соотношения неопределенностей (5.28). Поскольку кинетическая энергия зависит от скорости (или импульса), а потенциальная энергия – от координаты частицы, то из (5.28) следует, что невозможно точно определить одновременно ее потенциальную и кинетическую энергию. Неточности  $\Delta x^2 \sim (x_1 - x_0)^2$  в определении координаты соответствует неточности импульса  $\Delta p_x^2$ , причем  $\frac{\Delta p_x^2}{2m} = U_0 - E$ . Таким образом, неточность кинетической энергии образует «добавку», позволяющую частице пройти над потенциальным барьером. Типичным «туннельным эффектом» является, например,  $\alpha$  – распад ядер (см. 4.7). Другие сравнительно простые задачи, решаемые с помощью уравнения Шредингера, можно найти в специальной литературе.

Еще одним принципиально важным положением квантовой механики является возможность «переходов» между энергетическими состояниями микрочастицы. Электрон, находящийся в связанном состоянии (например, в атоме электрон находится под действием кулоновских сил притяжения со стороны ядра), занимает один из «стационарных» уровней энергии  $E_n$ . С некоторой вероятностью  $A_{mn}$  в единицу времени электрон может перейти в состояние с  $E_m < E_n$ , т. е. на нижележащий уровень энергии. При этом испускается квант электромагнитного излучения с энергией:

$$\varepsilon = h\nu_{nm} = E_n - E_m. \quad (5.30)$$

Такой процесс называется «спонтанным» (самопроизвольным) излучением. Величина:

$$\tau_{nm} = \frac{1}{A_{nm}} \quad (5.31)$$

называется «временем жизни» электрона в состоянии с энергией  $E_n$ . Поскольку уровни энергии, рассматриваемые квантовой системой, образуют дискретный набор, то ясно, что и частоты излучения  $\nu_{nm}$  образуют дискретный, т. е. «линейный» спектр. В этом заключается квантомеханическое объяснение природы линейных атомных спектров (подробнее см. п. 5.3). «Поглощая» квант света с энергией  $h\nu_{nm}$ , электрон может совершить обратный переход с уровня  $E_m$  на уровень  $E_n$ , опять таки в соответствии с формулой (5.30). Ясно, что «спектр поглощения» такой системы также должен иметь линейный характер. Переход с  $E_m$  на уровень  $E_n$  имеет определенную вероятность (в 1 времени)  $B_{mn}$ . Отметим, наконец что переход с уровня  $n$  на уровень  $m$  может быть не только самопроизвольным, но и «вынужденным», т. е. происходить в результате внешнего воздействия. При таком переходе имеет место «индуцированное» излучение кванта  $h\nu_{nm}$  с некоторой вероятностью  $B_{mn}$ . Между тремя «коэффициентами Эйнштейна»  $A_{nm}$ ,  $B_{mn}$  и  $B_{nm}$  в квантовой механике



устанавливается определенная связь. С помощью индуцированных квантовых переходов можно получить «когерентное» излучение в виде мощного узконаправленного пучка (напомним, что «спонтанное» излучение всегда является «некогерентным»). Этот факт лежит в основе действия «квантовых генераторов» измерения в радиодиапазоне («мазеров») и в оптической области («лазеров»), которые рассматриваются в гл. 6.

Соотношение неопределенностей (5.27) можно выразить и в ином виде:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}, \quad (5.32)$$

где  $\Delta E$  – неточность величины энергии частицы, находящейся в некотором квантовом состоянии в течение промежутка времени  $\Delta t$ . Чем короче «время жизни» состояния  $\Delta t$ , тем больше неопределенность его энергии. При малых  $\Delta E$  время  $\Delta t$  становится большим; эта ситуация соответствует «классической механике макромира», – в состоянии с точно известной энергией частица может находиться неограниченно долгое время. Напротив, в «микромире» такая ситуация встречается весьма редко. Например, в атоме из большого множества энергетических уровней, которые может занимать электрон, только один, называться «основным», имеет неограниченное «время жизни» (по той простой причине, что электрону некуда самопроизвольно переходит с этого уровня – он может лишь «подняться вверх» в результате поглощения кванта света), и ему соответствует совершенно определенное значение энергии. Для всех остальных уровней характерно некоторое «время жизни»  $\tau_{nm}$ , т. е. время существования электрона в соответствующем состоянии (обычно  $\tau_{nm} \sim 10^{-8}$  с), и, следовательно, определенная неточность по энергии называется «шириной» уровня:

$$\Delta E_n \geq \frac{h}{2\pi \tau_{nm}}. \quad (5.33)$$

Разумеется, это относится к уровню, для которого возможен лишь единственный переход  $n \rightarrow m$ ; в атоме для многих уровней возможны несколько переходов на нижележащие уровни, и «время жизни» уровня будет, соответственно равно:

$$\tau_n = \Sigma \tau_{nm}. \quad (5.34)$$

Наличие «ширины» уровня означает, что и частота, соответствующая, переходу, будет иметь неточность:

$$\Delta \nu_{nm} = \frac{\Delta E_n}{h} \geq 1/2\pi \tau_{nm}. \quad (5.35)$$

Следовательно, в силу соотношения неопределенностей (5.32) измерение любой линии всегда является в определенной степени, т. е. линия имеет некоторую «естественную ширину» ( $\Delta \lambda = \frac{c \Delta \nu_{nm}}{\nu_{nm}^2} = 10^{-4}$  Å). Это явление действительно наблюдается во всех атомных спектрах, как уже упоминалось выше.

Последовательное квантомеханическое рассмотрение показывает, что далеко не все переходы между уровнями «микросистемы» в принципе возможны. С этим явление приходится часто встречаться при измерении

атомных спектров. Следует, однако, иметь в виду, что квантовые «запреты» никогда не являются «абсолютными», и «запрещенные» переходы в определенных условиях могут реализоваться (примеры будут приведены ниже).

Таким образом, в квантовой теории качественно легко объясняются все основные закономерности атомных спектров, отмеченные в п. 5.1. Ниже будут более подробно рассмотрены квантомеханические представления о строении атомов, молекул и кристаллических твердых тел. Теперь обсудим некоторые конкретные волновые свойства частиц, предсказываемых квантовой механикой, и их наиболее важное практическое применение в различных областях техники.

Наиболее наглядным проявлением волновых свойств частиц материи служит дифракция частиц, которую можно наблюдать во всех случаях, когда длина волны де Бройля для частицы сравнима с размерами рассеивающего объекта «преграды». Такой подходящей «преградой» для микрочастицы обычно являются атомы и молекулы, входящие в состав кристаллических и аморфных тел, т. е. объекты примерно тех же размеров, что и дифрагирующие частицы – электроны, протоны, нейтроны, атомы и молекулы. Закономерности дифракции частиц и характер наблюдаемой дифракционной картины оказывается весьма сходными с оптическими и выше, рассмотренными в главе 2, для световых волн и рентгеновских лучей, ввиду общности природы явления дифракции во всех случаях. Поэтому мы рассмотрим только некоторые специфические особенности дифракции типов микрочастиц.

Простейшим случаем дифракции является рассеяние электрона, определяющееся электростатическим потенциалом атома как электрической системы, в то время как рассеяние нейтрона (частицы с нулевым электрическим зарядом) определяется главным образом его взаимодействием с ядром, и т. д. при рассмотрении дифракции от кристалла учитывается «многоуровневая интерференция» дифрагированных пучков от отдельных атомов. Закономерности этого явления, описанные в гл. 2 мало зависят от природы частиц, что и обуславливает сходство дифракционных картин во всех этих случаях.

Длина волны де Бройля для электрона определяется выражением:

$$\lambda_B = \frac{h}{m\nu} = \frac{12,26}{\sqrt{U}}, \quad (5.36)$$

где  $U$  – ускоряющее электрона напряжение в В, а  $\lambda_B$  – в Å. При  $U$  порядка десятков и сотен В  $\lambda_B \sim \text{Å}$ , а при  $U$  порядке десятков кВ  $\lambda_B \approx 0,5 \text{ Å}$ ; при  $U$  более 100 кВ сказывается релятивистское изменение массы электрона, и соотношение (5.36) нарушается. Таким образом, при указанных энергиях электронов длина волны де Бройля оказывается весьма близкой к размерам отдельных атомов и того же порядка, что и расстояние между атомами вещества в конденсированном состоянии. Поэтому экспериментальное наблюдение и исследование дифракции электронов осуществляется сравнительно просто и находит многочисленное практическое применение. Электронная волна, рассеянная кристаллом, является результатом интерференции «элементарных» волн, рассеянных отдельными атомами. Как и в случае рентгеновских

дифракций, в определенных направлениях имеют место максимумы интерференции в соответствии с универсальным условием Вульфа – Бреггов (2.75). Особенностью дифракции электронов является более сильное взаимодействие электронов с веществом, что позволяет исследовать кристаллы малых размеров (порядка  $10^{-8}$  м), а также меньшая длина волны, чем для рентгеновских лучей. Поэтому дифракционное изображение – «электронограмма», несмотря на качественное сходство с лауэграммой, обладает специфическими особенностями. Исследование структуры вещества по картине дифракции электронов называется «электронографией».

Электронограммы от газов (паров), жидкостей и аморфных тел представляют собой ряд размытых концентрических максимумов и минимумов на сплошном «фоне», обусловленных газом при низком давлении на электронограмме получается только фон; его интенсивность быстро убывает с увеличением угла рассеяния. Напротив, при наличии периодически повторяющегося межатомного расстояния возникает последовательность максимумов и минимумов, причем их «когерентность» обусловлена отсутствием «дальнего порядка» в атомной структуре этих веществ. С увеличением угла рассеяния интенсивность максимумов и минимумов также убывает. Исследование таких электронограмм позволяет, в частности, измерять межъядерное расстояние в молекулах с точностью до 0,005 Å. Электронограммы от кристаллических твердых тел часто имеют «точечный» вид, т. е. содержит совокупность дифракционных пятен, расположенных по кольцевым линиям, как на лауэграмме. Такая картина наблюдается для монокристаллических образцов или «мозаичных» кристаллов, состоящих из отдельных кристаллических блоков с приблизительно параллельной ориентацией. Исследование таких электронограмм позволяет определить параметры элементарной ячейки аналогично тому, как это осуществляется при рентгеновском анализе. Для кристаллов, содержащих беспорядочно ориентированные по азимуту кристаллические блоки с параллельными гранями, электронограмма содержит дифракционные максимумы в виде различных пятен, колец или дуг. Такие электронограммы позволяют установить текстурную структуру материала. Наконец, электронограммы от поликристаллов имеют вид концентрических дифракционных максимумов, если кристаллиты расположены хаотическим образом, структура электронограммы определяется соответствующим набором межплоскостных расстояний. Анализ снимков позволяет исследовать фазовый состав вещества, установить параметры элементарной ячейки, выявить дефекты кристаллической решетки и т. д.

Электронограммы могут быть сфотографированы на фотопленке или записаны «по точкам» (зависимость интенсивности от угла рассеивания) с помощью соответствующей электронной схемы. Для этой цели служат специальные приборы – электронографы, основными частями которых является источник электронов – «электронный прожектор» – с системой формирования электронного пучка, дифракционная камера, в которой электронный пучок

рассеивается на исследуемом образце, закрепленном на специальном устройстве – объектодержателе (позволяющем изменять ориентацию образца, его температуру и т. д.), регистрирующий блок с различными приспособлениями для фотографической или электрической регистрации, блок питания и система вакуумирования (откачки). Обычно используется ускоряющее напряжение от 10 кВ до 100 кВ (иногда до 400 кВ); в дифракционной камере создается вакуум до  $10^{-5}$  Па в случае дифракции медленных электронов и  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  Па при дифракции быстрых электронов, причем в последнем случае электронографы имеют весьма значительные размеры и вес.

Электронография обладает рядом преимуществ перед рентгенографией и нейтронографией. Ввиду отмеченного выше более сильного взаимодействия электронов, имеющих электрический заряд, с веществом имеется возможность исследовать «на просвет» образцы толщиной  $10^{-5}$ – $10^{-7}$  см, а при съемках «на отражение» электроны проникают в вещество на глубину до 50 Å. Положение атомов, сильно отличающихся по массе и одновременно находящихся в образце (например, *N* вместе *Fe*, *C*, *W*), определяется значительно проще, чем в нейтронографии. Ввиду малости длины волны де Бройля для электронов появляется возможность исследовать мелкодисперсные объекты, для которых применение других методов анализа затруднительно. Поэтому электронография широко применяется при исследовании структуры молекул в газах и парах, атомной структуры твердых тел и их поверхностных слоев, переходных структур на границе различных фаз и т. д. Метод позволил исследовать строение молекул веществ с температурой излучения до 2 000 К, при точности определения межъядерных расстояний и амплитуд колебаний ядер до 0,001 Å. Путем анализа электронограммы определяются или уточняются параметры элементарных ячеек кристаллов и атомное строение кристаллической решетки, определяется группа симметрии кристалла. Электронография поверхностных слоев материалов в процессах их технологической обработки, окисления, коррозии и т. д. позволяет контролировать образование новых структур и фаз на поверхности металлов и проводников, что имеет важное практическое значение. Электронографическим методом изучаются также структуры, недоступные для рентгенографического исследования – синтетические или природные мелкодисперсные системы, например, различные минералы, абразивы и т. д. Помимо самостоятельного значения электронография часто является дополнением к рентгеновским, нейтронографическим и другим методам изучения структуры различных минералов.

При наблюдении дифракции нейтронов обычно используют нейтронные пучки, выходящие из атомного реактора; при наличии теплового равновесия с замедлителем длина волны де Бройля для таких нейтронов равна:

$$\lambda_{\text{Б}} = \frac{h}{m\nu} = \frac{h}{\sqrt{3mkT}} \quad (5.37)$$

Поскольку нейтроны максвеловским распределением по скоростям, то эта формула соответствует максимуму в спектре «белого» пучка нейтронов с

непрерывным распределением скоростей; при  $T = 100$  с получается величина  $\lambda_B \approx 1,3 \text{ \AA}$ . При прохождении пучка «белого» нейтронного излучения через кристалл образуется дифракционная картина, соответствующая отражению от различных кристаллографических плоскостей, в виде определенным образом расположенных дифракционных пятен. Она может быть зарегистрирована на фотопленке, покрытой тонкой индиевой фольгой; в местах попадания нейтронов из фольги «выбиваются» электроны в результате ядерных реакции, которые воздействуют на фотослой.

Направления дифракционных максимумов и в этом случае определяются условием Вульфа – Брегга (2.75), и получающаяся «нейтронограмма» качественно сходна с рентгеновской «лауэграммой» (см. гл. 2). Используется также метод «нейтронного спектрометра», сходный с методом «рентгеновского дифрактометра». На образец направляется узкий пучок «мономатических» нейтронов определенной энергии, и дифрагированные пучки поступают на вращающийся вокруг образца детектор нейтронов – пропорционный счётчик или сцинтилляционный счётчик, вырабатывающий электрические импульсы, которые после усиления регистрируются пересчетной схемой или записывающим устройством. Ввиду малой интенсивности отраженных нейтронных пучков запись всей «нейтронограммы» обычно требует продолжительного времени (нескольких часов), причем используются образцы сравнительно больших размеров (несколько см<sup>2</sup>).

Особенностями дифракции нейтронов на атомах являются близость амплитуд рассеяния для легких и тяжелых атомов в одних случаях и существенное различие амплитуд для атомов с близкими атомными номерами в других случаях, а также наличие специфических эффектов, например «магнитного рассеяния» на ферромагнитных материалах. Этими особенностями определяются области применения метода дифракции нейтронов – «нейтронографии» – для целей структурного анализа. В частности, методы нейтронографии успешно используют для анализа водородсодержащих структур (например, органических соединений), соединений из атомов с сильно различающимися ( $PbS$ ,  $WO_2$ ) или очень близкими ( $FeCO$ ) атомными номерами, соединений из изотопов одного и того же элемента, ферромагнитных и антиферромагнитных материалов и т. д. Затруднительность или даже невозможность применения рентгеноструктурного анализа в этих случаях обусловлена пропорциональностью амплитуд рентгеновского рассеяния атомному номеру материала «рассеивателя»; вследствие этого рентгеновские лучи «не замечают» легкие атомы на фоне тяжелых, поскольку преимущественно рассеиваются последними (при исследовании веществ типа  $Pb$ ,  $S$ ). Или же «не различают» вкладов атомов с близкими атомными номерами (для веществ типа  $Fe$ ,  $Co$ ). В то же время амплитуды рассеяния нейтронов заметно изменяются от элемента к элементу и в то же время остаются величиной одного порядка. Кроме того, водород аномально сильно рассеивает нейтроны (в виду близости масс протона и нейтрона), и поэтому «замечают» в первую очередь именно эти атомы. Поэтому в таких случаях положение

«неоднородных» атомов в соединениях предварительно устанавливается другими методами. Например, при выяснении строения кристаллов льда положение атомов кислорода было установлено рентгенографическим, а атомов водорода – нейтронографическим методом. Методом нейтронографии были изучены фазовые переходы в соединениях типа  $NH_4Cl$ , явление упорядочения в сплавах типа  $FeCO$ ,  $Ni_3Fe$  при их термической обработке, структуры многих жидкостей и т. д.

Дифракционная картина может наблюдаться не только для элементарных частиц, но также для атомов и молекул, поскольку им также присущи волновые свойства. При рассеянии атомных и молекулярных пучков кристаллами наблюдаются максимумы и минимумы интенсивности рассеяния, причем их расположение определяется атомным расположением поверхности кристалла. Дифракция атомов и молекул может наблюдаться при рассеянии в газах. Длине волны де Бройля для легких атомов и молекул (например,  $H_2$ ,  $H_1$ ,  $He$ ) при «тепловых» скоростях, соответствующих комнатной температуре, по порядку величины совпадает с межатомным расстоянием в кристаллах ( $1 \text{ \AA}$ ). Поэтому поверхность кристалла представляет собой «плоскую дифракционную решетку» для «атомных» и «молекулярных» волн, которые не проникают вглубь кристалла, что является специфической особенностью этого вида дифракции микрочастиц. Поэтому наблюдение такой дифракции может дать информацию о состоянии поверхности кристалла, например, о наличии окисной пленки или об адсорбированных атомах (молекулах) газа. Для наблюдения подобных исследований берутся молекулярные пучки, выходящие, например, из нагретой или охлажденной печи с отверстием и сформированные с помощью специальной системы дифракции. Пучок падает на поверхность исследуемого кристалла под определенным углом, и дифрагированные пучки через детекторную щель поступают в приемник – детектор. В качестве детектора может быть использован, например, приемник конденсационного типа – стеклянная или металлическая пластина, поддерживаемая при достаточно низкой температуре, обеспечивающей эффективную адсорбцию атомов (молекул) на поверхности пластинки. Достоинством такого детектора является возможность регистрации всей дифракционной картины в целом. Применяются такие химические детекторы, в которых попадающие на приемную пластинку молекулы вступают в химическую реакцию с веществом пластинки; в местах максимумов дифракции наблюдается цветовой контраст, созданный продуктами реакции. Если приходится исследовать дифракцию трудно конденсируемых молекул, то используются приемники, в которых молекулы пучка накапливаются в замкнутом объеме и изменяются обусловленные этим повышения давления («манометры»). Для получения высококачественной дифракционной картины поверхность кристалла – рассеивателя тщательно очищается от адсорбированных газов, а молекулярный (атомный) пучок «монохроматизируется» по скоростям, что приводит к обострению дифракционных максимумов.

Таким образом, наблюдения дифракции частиц не только наглядно подтверждают наличие у них волновых свойств и гипотезу де Бройля о «корпускулярно-волновом дуализме» всех видов материи, но также дают ценную информацию о структурных свойствах материалов, на которых наблюдается дифракция, и потому лежат в основе широко распространенных в инженерной практике методов структурного анализа различных материалов.

Одной из важнейших характеристик микрочастиц в квантовой механике является «спин» – собственный момент количества движения частицы, обусловленной ее внутренней структурой, а не явлением частицы как целого. Наглядное «классическое» объяснение спина дается представлением о вращении частицы (например, находящегося в орбите атома) вокруг своей оси. Однако в действительности такие представления являются слишком грубыми; спин представляет собой специфическую квантомеханическую характеристику, присущую любым материальным объектам. Проекция спинового момента на некоторое вращение в пространстве квантуется и принимает значение  $S, S - 1, \dots$ , где  $S$  – «спиновое квантовое число», которое может быть целым или полуцелым. Например, для многих элементарных частиц – электрона, протона, нейтрона и др.  $S = \frac{1}{2}$ ; для кванта света – фотона –  $S = 1$ , а для некоторых частиц ( $\pi$ -,  $k$ -мезоны)  $S = 0$ . Особенным моментом микрочастицы связан и собственный магнитный момент (см. т. II). Особенностью частиц с полуцелым спином (например, электронов) является то, что они подчиняются так называемой «статистике Ферми – Дирака», в соответствии с которой в одном и том же квантовом состоянии может находиться более одной такой частицы (они называются «Ферми – Дирака»). Для частиц с целым спином (так называемых «бозонов»), подчиняющихся статистике «Бозе – Энштейна», такого запрета нет – в одном квантовом состоянии может находиться произвольное количество бозонов. Заметим, что спином обладают не только «элементарные», но и «составные» микрочастицы, например, атомное ядро, спин которого складывается из спинов составляющих его элементарных частиц («нуклонов»). Свойствами фермионов, по существу, объясняются свойства твердых тел с позиции квантовой теории. Помимо этого, представление о спине лежит в основе объяснения тонкой структуры спектральных линий атомов в современной спектроскопии (например, «желтого» в спектре натрия), а также и сверхтонкой структуры линий (она обусловлена взаимодействием электронных моментов со спином атомного ядра). Введение спина позволило установить наличие специфического «обменного взаимодействия» электронов, объяснить многие детали строения атомов, молекул и атомных ядер, выяснить природу межмолекулярного взаимодействия и химической связи, и т. д. Последовательное объяснение существования спина дается в релятивистской квантовой механике. Несколько подробнее роль спина в построении диаграмм уровней энергии атомов и выяснении физической природы периодической системы элементов Менделеева будут обсуждаться также. Отметим, что концепция спина занимает центральное место в современных попытках создать

«единую теорию поля», объединяющую элементарное и гравитационное взаимодействия.

## 5.4 Квантовая теория атомов, молекул и кристаллов

Атом элемента с номером  $Z$  в таблице Менделеева состоит из «ядра» с положительным зарядом  $Z|e|$  и  $Z$  электронов, движущихся в «кулоновском» (электростатическом) поле. Простейшим атомом является «водородоподобный атом» ( $H$ ,  $He^+$ ,  $Li^{++}$ , ...) на внешней орбите, содержащий один электрон, который в поле ядра обладает потенциальной энергией

$$U = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (5.38)$$

где  $r$  – расстояние от электрона до центра ядра. Решение уравнения Шредингера (5.26.) зависит от знака и величины полной энергии электрона  $E$ , при  $E > 0$  электрон является «свободным», и ему соответствует непрерывный набор энергий («континуум»); случай  $E = 0$  соответствует «ионизации» атома, т. е. переходу электрона из связанного в свободное состояние. Наконец, при  $E < 0$  электрон «связан» в атоме, и имеющие физический смысл решения уравнения (5.26.) имеют вид:

$$E_n = \frac{Z^2 R L}{n^2}, \quad (5.39)$$

где  $R = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^3} = 3,288 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  – постоянная Ридберга. При переходах электрона между этими энергетическими уровням возникает линейчатый спектр – дискретный набор частот

$$\nu_{nm} = Z^2 R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (m > n), \quad (5.40)$$

где  $\nu$  выражается в  $\text{с}^{-1}$ . (Если  $\nu$  выражается в  $\text{см}^{-1}$ , то получается формула (5.1.), где  $R = 109737 \text{ см}^{-1}$ . Тем самым, полностью объясняется описанный выше характер спектра излучения (и поглощения) атома водорода. Граница каждой спектральной серии соответствует  $m = \infty$ ; соответствующая частота называется «термом» ( $T_n$ ) и равна (для атома водорода  $Z = 1$ ):

$$T_n = \frac{Z^2 R}{n^2}. \quad (5.41)$$

Таким образом, частота любой спектральной линии в спектре водорода может быть выражена как разность двух термов:

$$\nu_{nm} = T_n - T_m. \quad (5.42)$$

В этом заключается содержание так называемого «комбинационного принципа Ридберга – Ритце». Энергия электрона в водородоподобном атоме выражается через величину терма:

$$E_n = -hT_n. \quad (5.43)$$

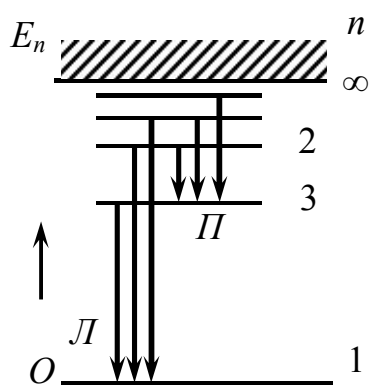


Рисунок 5.7



Наименьшая энергия  $E_{min} = -hRZ^2$  соответствует основному состоянию водородоподобного атома; величина  $E_{max} = 0$  соответствует ионизации атома. В спектроскопической практике энергию электрона в атоме отсчитывают от основного состояния, энергия которого принимается равной 0. Тогда получается схема уровней энергии, показанная на рисунке 5.7. Энергия электрона в атоме определяется «главным квантовым числом»  $n$ , принимающим значения от 1 до  $\infty$ ; переходы на уровни с  $n = 1, 2, 3 \dots$  образуют указанные выше серии Лаймана, Бальмера, Пашена. Энергия ионизации атома из «основного» состояния («прямой» ионизации) определяется как

$$E_i = RZ^2 h. \quad (5.44)$$

Энергия ионизации из «возбужденных» состояний  $n > 1$ , т. е. «ступенчатой» ионизации, равна:

$$E_{in} = \frac{RZ^2 h}{n^2}. \quad (5.45)$$

Для атома водорода энергия прямой ионизации равна 13.6 эВ; эта величина часто используется как единица уровней и обозначается  $R_y$ .

Для атомов с числом электронов больше 1 квантомеханический расчет энергетических уровней существенно усложняется из-за «экранирования» заряда ядра электронами.

Например, в атомах  $Li, Na, K$  имеется один «внешний» электрон и 2, 10, ..., «внутренних» электронов, экранирующих своим зарядом положительно заряженное ядро. При этом положение энергетических уровней определяется приближенной формулой:

$$E_{nl} = -\frac{hRZ^{*2}}{(n - \Delta)^2}, \quad (5.46)$$

$$Z^* = Z - \sigma \quad (5.47)$$

( $\sigma$  – «постоянная экранирования», возрастающая с увеличением  $Z$ ), а «квантовый дефект» атома, который определяется по формуле:

$$\Delta = \frac{3}{4} \frac{\alpha Z^{*2}}{a_0} \left\{ \left[ 1 - \frac{l(l+1)}{3n^2} \right] : \left[ \left( l - \frac{1}{2} \right) l \left( l + \frac{1}{2} \right) \left( l + \frac{1}{3} \right) \right] \right\}, \quad (5.48)$$

где  $\alpha$  – «поляризуемость» атома (характеризующая величину дипольного момента атома, «индуцированного» внешним электрическим полем, см. т. II),  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-10}$  м – «боровский радиус»,  $l$  – так называемое «орбитальное квантовое число», определяющее момент качества движения электрона в атоме и при заданном  $n$  принимающее значение:

$$l = 0, 1, \dots (n - 1). \quad (5.49)$$

Таким образом, в этих атомах энергия электрона определяется двумя квантовыми числами –  $n$  и  $l$ . Состояния с различными  $l$  принято обозначать  $S(l=0), P(l=1), d(l=2), f(l=3), g(l=4)$  и т. д. При переходе соблюдается

$$\Delta l = 1. \quad (5.50)$$

Следовательно, переходы разрешены между  $S$  и  $P$  термами, а переходы типа  $S - S, P - P$  «запрещены». Поскольку масса ядра много больше массы электрона, можно считать ядро неподвижным; тогда в приведенных выше

формулах под  $m$  (не путать с обозначением уровня) подразумевается масса электрона  $m_e$ . При более строгом рассмотрении следует учитывать, что масса ядра  $M$  является хотя и большой, но конечной, поэтому в действительности ядро и электрон совершают движение относительно их общего центра инерции. Тогда под  $m$  следует подразумевать «приведенную массу ядра электрона»:

$$m = \frac{m_e M}{m_e + M} = \frac{m_e}{1 + m_e/M}. \quad (5.51)$$

Поэтому постоянная Ридберга  $R$  для различных атомов принимает значение  $R = 109677 \text{ см}^{-1}$  для атома водорода до максимального значения  $R = 109\,773\,7 \text{ см}^{-1}$  при  $M = \infty$ . Это обуславливает так называемые «изотопические эффекты», связанные с существованием нескольких изотопов для одного и того же химического элемента (см. гл. 7). Для смеси изотопов этот эффект заключается в появлении дополнительных спектральных линий в спектре атома, соответствующего наиболее распространенному изотопу элемента. Интенсивности этих дополнительных линий определяются относительным содержанием изотопов в смеси.

Для многоэлектронных атомов решение уравнения Шредингера существенно усложняется. Такое решение возможно для атома гелия, содержащего два электрона. При этом необходимо учитывать наличие специфической динамической характеристики – «спина» электрона, не имеющего аналога в «классической» механике. Спин представляет собой «внутренний» («собственный») момент количества движения, не связанный с перемещением частицы в целом и обусловленный ее внутренней структурой. Величина спинового момента равна

$$P_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad \left( \hbar = \frac{h}{2\pi} \right), \quad (5.52)$$

где  $S$  – «спиновое квантовое число», равно  $1/2$  для электрона, нейтрона, протона,  $1$  – для фотона,  $0$  – для  $\pi$ - и  $k$ - мезонов. Проекция спинового момента на некоторое выбранное направление  $Z$  «квантуется» и принимает значение:

$$P_{sz} = m_z \hbar \quad (m_z = S, S-1, 0, \dots -S). \quad (5.53)$$

Для электрона  $S$  может принимать только два значения  $+1/2$  и  $-1/2$ . Это обстоятельство является, в частности, причиной дуплетного характера спектра «щелочных атомов» (см. ниже). Ввиду наличия спина электронами атома гелия (и в других квантовых системах) возникает, помимо электростатического («кулоновского»), специфическое «обменное» взаимодействие квантовой природы (обусловленное «неразличимостью» электронов). Два электрона в атоме гелия могут иметь «параллельную» или «антипараллельную» ориентацию спинов, что обуславливает существование упомянутых в п. 5.1 «триплетных» и «синглетных» линий в спектре гелия (см. ниже). Собственному «механическому» моменту электрона соответствует также магнитный момент  $\vec{P}_m = \frac{e}{m} \vec{P}_s$ .

Для целей систематики сложных спектров и индексации спектральных линий используется так называемая «векторная» модель атома. В этой модели каждому электрону приписывается «орбитальный» момент  $\vec{P}_l$ , соответствующий движению электрона как целого, и «спиновый» момент  $\vec{P}_s$ , не связанный с этим движением. Величина  $\vec{P}_l$  определяется формулой, аналогичной (5.52):

$$P_l = \hbar\sqrt{l(l+1)} \quad (5.54)$$

и его проекции на выбранное направление  $Z$  «квантуется», т. е. принимает значение

$$P_{lz} = m_z \hbar \quad (m_z = l, l-1, 0, \dots -l), \quad (5.55)$$

Векторная сумма

$$\vec{P}_s + \vec{P}_l = \vec{P}_j. \quad (5.56)$$

Называется «полным» моментом количества движения электрона. Его величина равна:

$$\vec{P}_j = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad (5.57)$$

где  $j$  – «внутреннее квантовое число»; проекция момента  $P_j$  на заданное направление принимает значение:

$$P_{jz} = m_j \hbar \quad (m_j = l, l-1, 0, \dots -l), \quad (5.58)$$

причем при заданном значении  $l$  величина  $m_j$  принимает значение ( $l = \frac{1}{2}$ ).

Орбитальные и спиновые моменты электронов в атоме могут складываться различными способами. В легких атомах магнитное взаимодействие орбитальных и спиновых моментов друг с другом сильнее, чем орбитальных моментов со спиновыми; такой случай называется «слабой» связью Рэссела – Саундерса, или  $LS$  – связью. При этом орбитальные и спиновые моменты электронов в атоме складываются порознь, образуя в сумме орбитальный ( $\vec{L}$ ) и спиновой ( $\vec{S}$ ) моменты атома, т. е.

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{l_i}, \quad \vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{s_i}, \quad (5.59)$$

где  $N$  – число электронов в атоме.

Абсолютные величины этих моментов равны, соответственно:

$$|\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar, \quad |\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar. \quad (5.60)$$

Полный момент атома равен

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (5.61)$$

Причем  $|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar$ , а внутреннее квантовое число атома  $J$  принимает значение

$$J = L + S, L + S - 1, \dots L - S, \quad (5.62)$$

т. е.  $2S + 1$  значений при  $L \geq S$  и  $2L + 1$  значений при  $L \leq S$ . В тяжелых атомах взаимодействие  $\vec{P}_{l_i}$  и  $\vec{P}_{s_i}$  для каждого из электронов сильнее, чем взаимодействие порознь орбитальных и спиновых моментов электронов. Такой

случай называется «сильной» связью или  $ji$  – связью. Векторы орбитального и спинового моментов складываются и дают вектор полного момента электрона:

$$\vec{P}_{ji} = \vec{P}_{si} + \vec{P}_{li}. \quad (5.63)$$

А полный момент атома образуется как сумма:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{P}_{ji}, \quad |\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar. \quad (5.64)$$

При наличии «слабой» связи для атома с двумя внешними электронами «орбитальное квантовое число» принимает значения:

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots |l_1 - l_2|, \quad (5.65)$$

а «спиновое» квантовое число принимает два значения:

$$S = S_1 \pm S_2 = 0, 1 \quad (5.66)$$

вместо значений  $L$  обычно указывают буквы:  $S(L=0), P(L=1), D(L=2)$ .

Величина  $(2S + 1)$  называется «мультиплексностью» терма; она показывает, на какое число компонентов расщепляется каждый спектральный терм вследствие дополнительного (к электростатическому взаимодействию электронов с ядром и друг с другом) спин-орбитального взаимодействия моментов электронов. Это расщепление обуславливает «тонкую структуру» спектральных линий. Например, для атома гелия  $(2S + 1) = 1, 3$ ; это означает, что существует две системы термов – одиночные или «синглетные» и тройные или «триплетные». При переходах между ними действует правило отбора:

$$\Delta S = 0, \quad (5.67)$$

называемое также «запретом интеркомбинаций». В атоме гелия этот запрет является достаточно строгим, так что переходы между триплетными и синглетными уровнями не наблюдаются; в тяжелых атомах этот запрет часто нарушается (например, одна из интеркомбинационных линий атома ртути является одной из самых интенсивных в спектре).

Состояние многоэлектронного атома обозначается символом:

$$(n_1 l_1)^{k_1}, (n_2 l_2)^{k_2} \dots {}^{2S+1}L_J, \quad (5.68)$$

где  $(n_1 l_1)^{k_1} \dots$  означает «электронную конфигурацию» атома, т. е. число электронов  $k_1$  с квантовым числом  $n_i$  и  $l_i$ ;  $(2S + 1)$  – мультиплексность терма;  $L$  и  $J$  – орбитальное и внутреннее квантовые числа атома соответственно. При «одноэлектронном» возбуждении атома, когда только один из электронов переходит на вышележащий уровень, обычно указывают только его состояние  $(n_1 l_1)^{k_1}$ .

Например, символ  $2J^1S_1$  не означает, что один из электронов атома гелия находится в состоянии с  $n_l = 2$  и  $l_l = 2$  (второй находится в «невозбужденном» состоянии  $1j$ , (см. ниже); для атома в целом  $L = 0, S = 1, J = 1$ .

Элементарные частицы, входящие в состав ядра («нуклоны»), также обладают собственным моментом количества движения и магнитным моментом (см. ниже); взаимодействие моментов электронов и ядер приводит к появлению «сверхтонкой» структуры термов соответствующих переходам между ними спектральных линий. Поскольку магнитный момент ядер значительно меньше,

чем электронов (из-за большой массы ядер), то указанное взаимодействие является очень слабым, поэтому величина «сверхтонкого» расщепления очень мала. Взаимодействие магнитного момента с внешним магнитным полем обуславливает описанный выше «эффект Зеемана» – дополнительное расщепление энергетических термов и спектральных линий в магнитном поле. Поляризация атома во внешнем электрическом поле вызывает «штарковское» расщепление линий. Оба эффекта получают в квантовой механике полное количественное объяснение.

Квантовая теория объясняет также строение электронных оболочек атома и позволяет построить периодическую систему Менделеева. Электрон со спиновым квантовым числом  $S = \frac{1}{2}$  относится к «фермионам» (к ним относятся также позитроны, нейтроны, протоны и другие частицы), для которых справедлив «принцип Паули»: в квантовой системе в одном и том же состоянии не может находиться более одного фермиона («бозоны» – частицы с целым спином, например, фотоны, могут находиться в одном и том же квантовом состоянии в любом количестве). Применительно к электрону в атоме это означает, что в атоме не может находиться более одного электрона с заданным набором квантовых чисел:  $n, l, m_l, m_s$ , поскольку  $m_s$  принимает лишь 2 значения, а  $m_l$  ( $2l + 1$ ) значений, то максимальное число «эквивалентных» электронов с заданной парой чисел  $(n, l)$  равно  $2(2l + 1)$ .

Эти электроны образуют «подгруппы», предельное число электронов в которых равно  $2(l = 0)$ ,  $6(l = 1)$ ,  $10(l = 2)$ ,  $14(l = 3)$ ,  $18(l = 4)$ . Они обозначаются символами  $s, p, d, f$  соответственно. Электроны с одним и тем же значением главного квантового числа  $n$  образуют электронную оболочку, максимальное число электронов в которой равно:

$$N = 2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2. \quad (5.69)$$

При  $n = 1$   $N = 2$  ( $K$  – оболочка), при  $n = 2$   $N = 8$  ( $L$  – оболочка), при  $n = 3$   $N = 18$  ( $M$  – оболочка), при  $n = 4$   $N = 32$  ( $N$  – оболочка). Заметим, что число  $N$  соответствуют числу элементов в периодах таблицы Менделеева. В атоме водорода единственный электрон находится в состоянии  $1S$  с  $n = 1, l = 0$ . В этом состоянии могут находиться 2 электрона, поэтому основная конфигурация атома гелия  $1S^2$ . Начиная с лития, заполняется  $L$  – оболочка с  $n = 2$ . В атоме неона полностью заполняется  $L$  оболочка, поэтому такой атом является весьма устойчивым и «химически инертным», а газообразный неон является одноатомным. Аналогичным образом заполняется следующий период, начиная с натрия и кончая аргоном, который также является инертным газом (при обычных температурах). Для более тяжелых атомов, наличие калия ( $Z = 19$ ), но этот порядок может нарушаться, поскольку некоторым состояниям с большим  $n$  соответствует меньшая энергия, чем в еще не занятых состояниях с меньшим  $n$ . Например, у рубидия ( $Z = 37$ ) вместо подгруппы  $4d$  заполняется ( $Z = 39$ ) оболочка с  $n = 5$ ; состояние  $5S^2$  заполняется также при  $Z = 98$  (стронций) после чего, начиная с иттрия ( $Z = 39$ ) заполняется подоболочка  $4d$ . Заполнение

подоболочки  $4d$ , заполнение подоболочки  $4f$  начинается только с  $Z = 58$  (церий), когда уже давно началось заполнение подоболочек  $5s$ ,  $5p$ ,  $6s$ . Аналогичный характер имеет место для многих тяжелых атомов. Элементы, у которых происходит такая «достройка» предыдущих подоболочек при уже частично заполненных следующих оболочках, называются «переходными»; для соответствующих атомов характерны специфические физико-химические свойства, описанные в специальной литературе.

Рассмотрим теперь некоторые положения квантовой теории молекул – мельчайших частиц вещества, состоящих из двух и более одинаковых или различных атомов. Теоретическое описание движения электронов в молекулах наталкивается на очень большие трудности, поскольку каждый электрон находится в электрическом поле двух или нескольких ядер и остальных электронов. Вследствие чего, выражение для потенциальной энергии, входящее в уравнение Шредингера, представляет очень сложный вид, исключающий возможности получения точных решений уравнения (точные решения могут быть получены лишь для простейших молекул молекулярного иона  $H_2^+$  и молекулы  $H_2$ ). В связи с этим квантомеханическое описание строения молекул и их спектров всегда носит приближенный характер.

Химическая связь в молекулах осуществляется электронами  $s$  и  $p$  подгрупп оболочек с максимальным значением главного квантового числа  $n$ . Невозможно описать состояние каждого из этих «валентных» электронов в молекуле «индивидуальной» волновой функцией, отличающейся от волновых функций других валентных электронов. Эти электроны находятся не в  $s$  и  $p$  состояниях, как в изолированных атомах, а в смешанном – «гибридном» – состоянии, описываемом волновой функцией, представляющей собой линейную комбинацию функций, соответствующих  $s$  и  $p$  состояниям. В случае «простой» («одинарной») химической связи между атомами плотность «облака» валентных электронов симметрично относительно линии, соединяющей ядра атомов. Эта связь может осуществляться как  $s$ , так и  $p$  электронами атомов и имеет место во всех молекулах с «насыщенными» атомными валентностями. В непредельных и ароматических соединениях с насыщенными валентностями имеет место « $n$ -связи», образуемые электронами и не обладающие указанной осевой симметрией. «Двойная связь», например, в молекуле этилена  $H_2C=CH_2$ , состоит из одной  $n$ - и одной  $\sigma$ -связи. При этом виде связи имеет место асимметрия электронной плотности, обуславливающая существование «цис-транс-изомерии», т. е. веществ одинакового атомного состава, но с различным относительным расположением отдельных частей молекулы, что приводит к заметному различию физико-химических свойств «изомеров». Свойства симметрии электронных плотностей, соответствующих электронам, осуществляющим  $n$  – связи, определяют «направленность» валентностей, лежащей в основе «стереохимии» – учения о пространственном строении химических соединений.

Ввиду наличия упомянутых в п. 5.1 трех видов движений в молекуле ее волновая функция при квантовомеханическом рассмотрении представляется

трехчастной функцией, соответствующей этим видам движения (электронном, колебательном и вращательном):

$$\Psi = \Psi_{\text{э}} \Psi_{\text{к}} \Psi_{\text{в}}. \quad (5.70)$$

При этом, учитывая большие различия (по порядку величины) между энергиями этих движений, отдельные виды движений считаются независимыми, так что полная энергия молекулы приближенно равна

$$E = E_{\text{э}} + E_{\text{к}} + E_{\text{в}} \quad (5.71)$$

(причем  $E_{\text{э}} \gg E_{\text{к}} \gg E_{\text{в}}$ ). Поэтому можно рассчитать электронные, колебательные и вращательные термы молекул. Электронные термы соответствуют энергии электронов во «внутреннем поле» ядер и остальных электронов и определяется электронной конфигурацией молекул. Состояние электрона в молекуле может быть характеризовано набором квантовых чисел  $\lambda$  орбитального, спинового  $s$  и внутреннего  $\omega$ . Согласно «векторной модели» молекулы, являющейся обобщением векторной модели атома (см. выше), образуются «орбитальное» ( $\Lambda = \sum_{i=1}^N \lambda_i$ ), «спиновое» ( $\Sigma = \sum_{i=1}^N s_i$ ) и «внутреннее» ( $\Omega = \Lambda + \Sigma$ ) квантовые числа молекулы. Они определяют проекции соответствующих моментов на выбранные направления (например, на ось молекулы в случае двухатомных ( $H_2$ ,  $N_2$ ) – и линейных многоатомных ( $CO_2$ ) – молекулы. Молекулярный терм обозначается символом  $\Lambda_{\Omega}^{2\Sigma+1}$ , где  $2\Sigma + 1$  характеризует «мультиплексность» терма; значение  $\Lambda$  обычно обозначается буквами:  $\Sigma$  ( $\Lambda = 0$ ),  $\Pi$  ( $\Lambda = 1$ ),  $\Delta$  ( $\Lambda = 2$ ) и т. д. Переходы между электронными термами образуют «электронные спектры» молекул; в них действуют правила отбора, сходные с приведенными выше для атомов:

$$\Delta\Lambda = 0, \pm 1, \quad \Delta\Sigma = 0, \quad \Delta\Omega = 0, \pm 1. \quad (5.72)$$

Учет свойств симметрии многоатомных молекул приводит к значительному усложнению характеристики электронных термов. Относящиеся сюда весьма сложные проблемы рассматриваются в литературе по молекулярной спектроскопии.

Колебательные спектры молекул возникают в результате внутримолекулярных колебаний атомов, которые в квантовой механике обычно рассматриваются на основе модели «ангармонического осциллятора»; в этой модели потенциальная энергия не является простой квадратичной функцией смещения, как в модели гармонического осциллятора, а описывается более сложными выражениями, например, формулой Ленарда – Джонса;

$$U(r) = \frac{a}{r^6} - \frac{b}{r^{12}}, \quad (5.73)$$

где  $a$  и  $b$  – константы для данной молекулы. При малых колебаниях энергетический спектр  $E_n$  приближенно описывается формулой для гармонического осциллятора; при больших амплитудах колебаний учет ангармоничности дает:

$$E_n = h\nu \left( U + \frac{1}{2} \right) - \chi h\nu \left( U + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (5.74)$$

где  $\nu$  – собственная частота колебаний,  $U = 0, 1, 2$  – колебательное квантовое число,  $\chi = \frac{h\nu}{\lambda D} \ll 1$  – «постоянная аангармоничности»,  $D$  – «энергия диссоциации» молекулы на составляющие ее атомы.

При этом получается дискретный набор уровней, сходящийся к границе диссоциации  $D$  (отметим также существование «нулевых колебаний» при  $U = 0$ ).

При переходах между уровнями возникают колебательные спектры, обычно расположенные в инфракрасной области спектра; при переходах соблюдается правило отбора  $\Delta U = \pm 1$ .

Вращательные спектры молекул, расположенные в далекой инфракрасной области, обуславливается изменением состояния вращения молекул как целого. Молекула обладает, вообще говоря, тремя (линейные молекулы двумя) вращательными степенями свободы и может быть охарактеризована тремя главными моментами инерции  $I_i$  относительно трех взаимно перпендикулярных осей вращения. Если все  $I_i$  одинаковы, то молекула называется «сферическим волчком» ( $P_4$ ,  $CCl_4$ ,  $CH_4$ ); если одинаковы две из трех величин  $I_i$  то молекула называется «симметрическим волчком» ( $NH_3$ ,  $PCl_3$ ); если же все три величины  $I_i$  различны, то молекулы представляет собой «асимметрический волчок» (типичный пример – молекула  $H_2O$ ).

Решение уравнения Шредингера для «жесткой» двухатомной молекулы представляет энергетический спектр вида:

$$E_j = \frac{h^2}{4\pi^2 I_i} J(J+1) = hBJ(J+1), \quad (5.75)$$

где  $J = 0, 1, 2$  – вращательное квантовое число,  $I_i$  – момент инерции,  $B$  – вращательно постоянные молекулы. Правило отбора для вращательных переходов имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta J &= 0, \pm 1 \quad (\Lambda \neq 0) \\ \Delta j &= \pm 1 \quad (\Delta = 0) \end{aligned} \quad (5.76)$$

При «нежесткости» молекул вместо (5.75) имеем:

$$E_j = hBJ(j+1) + hD_e j^2(j+1)^2, \quad (5.77)$$

где  $D_e = \text{const} \ll B$  – некоторая постоянная «нежесткости» для данной молекулы.

Часто при переходах в молекуле изменяется и ее колебательное состояние; наложение этих процессов проявляется в том, что вместо «резкой» линии электронного перехода возникает группа линий, образующих «электронно-колебательную полосу». В результате спектр двухатомной молекулы принимает вид нескольких серий полос; для каждой серии имеется «нулевая линия», соответствующая переходу  $U = 0 \rightarrow U' = 0$ . Частота этой линии определяется выражением («формулой Деландра»):

$$\nu_{\text{эк}} = \nu_{\text{э}} + \nu' \left( U' + \frac{1}{2} \right) - \nu' x' \left( U' + \frac{1}{2} \right)^2 - \nu \left( U + \frac{1}{2} \right) + \nu x \left( U + \frac{1}{2} \right)^2, \quad (5.78)$$

где штрих относится к верхнему электронному уровню. Выражение для  $x$  было приведено выше. Ввиду наличия «нулевых колебаний»  $\nu_{\text{эк}}$  не совпадает с



«чисто электронной» частотой  $\nu_e$ . Линии, соответствующие  $U = const$ , образуют «поперечную», а  $U \neq const$  – «продольную» серии Делендера, наблюдаемые в спектре излучения молекул. Электронные колебательные спектры многоатомных молекул имеют очень сложный вид, и их «расшифровка» вызывает значительные трудности.

При одновременном изменении колебательного и вращательного состояний молекул возникают «вращательно-колебательные» спектры в виде полос, состоящих из отдельных, близко расположенных «вращательных» линий. При неизменной электронной энергии частота линий вращательно – колебательного спектра описывается выражением:

$$\nu_{вк} = \frac{E'_e - E_e}{h} + \frac{E'_k - E_k}{h}, \quad (5.79)$$

(штрих соответствует верхним энергетическим уровням для каждого перехода). На основе изложенных квантовых представлений естественным образом все наблюдаемые особенности молекулярных спектров. Наличие прочной энергетической базы позволяет использовать данные молекулярной спектроскопии для получения обширной информации о внутреннем строении молекул, состояний электронов в молекуле, собственных частот колебаний, характере химической связи и т. д.

Наряду с описанием строения атомов и молекул, квантовая механика успешно объясняет специфические физические свойства кристаллических твердых тел с периодическим расположением атомов в узлах пространственной решетки; соответствующий раздел квантовой механики называется «зонной теорией». Эта теория лежит в основе современной физики твердого тела, на базе которой за последние годы достигнут большой прогресс во многих областях техники, в особенности в полупроводниковой технике и микроэлектротехнике.

Математический аппарат зонной теории весьма сложен, поэтому мы ограничимся качественным рассмотрением физических представлений, лежащих в основе теории. В отличие от атомов и молекул, в которых электроны движутся в ограниченной области размером порядка  $10^{-8}$  см, валентные электроны в кристаллах могут перемещаться на «микроскопические» расстояния по всей кристаллической решетке. Кристалл можно рассматривать как «гигантскую молекулу», содержащую примерно  $10^{22}$  электронов. Движение электронов в такой «молекуле» является промежуточным между внутриатомным движением и свободным движением электронов в пустоте. В связи с этим расположением энергетических уровней электронов в кристалле (рис. 5.8, б) также является «переходным» от дискретного набора атомных уровней (рис. 5.8, а) к

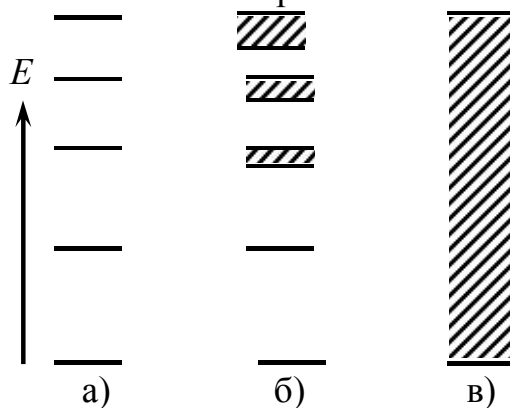


Рисунок 5.8

сплошному набору для свободного электрона (рис. 5.8, в). «Внутренние» электроны, близкие к ядру, остаются локализованными в атоме и им по-прежнему соответствуют дискретные (низшие) уровни. «Внешние», слабо связанные с ядром («валентные») электроны «обобщаются» в кристалле и являются «почти свободными», и им соответствуют отдельные квазинепрерывные области – энергетические «зоны», состоящие из огромного числа очень близко расположенных уровней. Чем слабее связан электрон в атоме, тем шире соответствующая зона. Последовательность образования зон из энергетических уровней атомов, образующих кристалл, схематически

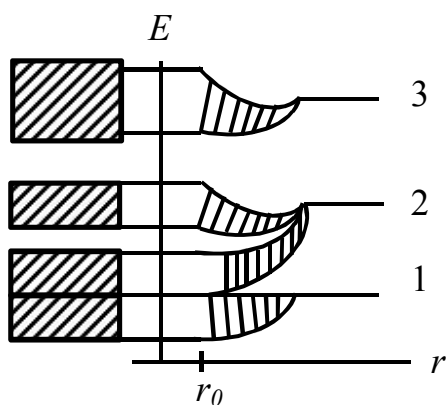


Рисунок 5.9

показана на рисунке 5.9, где  $r$  – межатомное расстояние. При больших  $r$  имеем схему дискретных уровней изолированного (невзаимодействующего) атома. При образовании кристаллической решетки с межатомным расстоянием  $r$ , сравнимым с размерами атомов, поле окружающих атомов вызывает сдвиг и расщепление уровней отдельного атома в результате изменения энергии электронов в изолированном (невзаимодействующем) атоме. Расщепления уровня (например, 2 на рисунке 5.9) имеет место для так называемых «вырожденных» состояний атома с одинаковой энергией (см. выше). В

результате «туннельного» эффекта – «просачивания» электронов через потенциальные барьеры, разделяющие атомы (что, как было пояснено выше, является чисто квантовым эффектом), возникает также расширение энергетических атомных уровней в зоне. В приведенном выше соотношении неопределенностей, конечному времени существования электрона в том или ином состоянии  $\Delta\tau$  соответствует неопределенность энергии порядка  $\Delta E \sim \hbar / \Delta\tau$ , что обуславливает «естественную ширину» спектральных линий, о

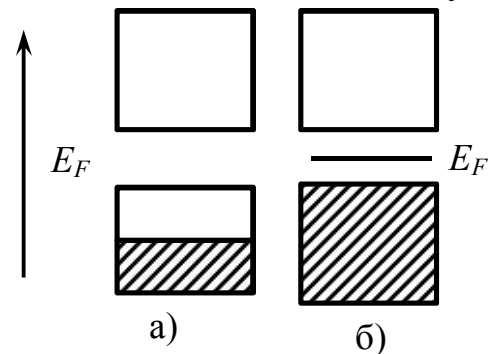
которых упоминалось выше. В кристалле время  $\Delta\tau$  значительно меньше ( $\sim 10^{-15}$  с) и  $\Delta E$  достигает 1 эВ и выше, что и соответствует образованию энергетических зон. Картина расположения и ширина зон является строго индивидуальной для каждого кристалла, поскольку зависит от рода и строения соответствующей кристаллической решетки. Эта картина и определяет, согласно зонной теории, все электрические, оптические, тепловые и другие физические свойства данного кристалла.

В решетке, содержащей  $N$  основных («элементарных») ячеек, имеется  $N$  тождественных и идентично расположенных атомов, причем электрон с заданной энергией может находиться в любом из них. В результате каждый «атомный уровень» приобретает в решетке  $N$ -кратное вырождение. Образование зоны означает снятие этого вырождения, поэтому зона состоит из  $N$  уровней, которые образуют «квазинепрерывный» набор, поскольку  $N \approx 10^{22}$ ,

и расстояние между этими уровнями – порядка  $10^{-22}$  эВ. В стационарной кристаллической решетке каждый электрон непрерывно «мигрирует» от узла к узлу с вероятностью перехода порядка  $1/\Delta\tau$  и при этом обладает импульсом.

Эта вероятность сильно зависит от степени перекрытия энергетических зон; поскольку зоны наиболее широки для внешних (валентных) электронов, то и перекрытие их наиболее вероятно. Для таких электронов время  $\Delta\tau$  может стать очень малым, то есть электрон становится «свободным», не локализованным в том или ином узле решетки. Напротив, внутренние электроны атомов остаются в прежнем состоянии и в кристалле, поскольку для них туннельный эффект мало вероятен (из-за большой высоты энергетических барьеров); поэтому ядро в совокупности с внутренними электронами выступает в кристалле как единое целое – ион или «атомный остаток». Совокупность периодически расположенных ионов образует «ионный остов» кристалла, в котором «свободно» перемещаются «обобществленные» в кристалле валентные электроны.

Электроны в кристалле «расселяются» по квантовым состояниям в соответствии с принципом Паули аналогично тому, как это происходит в атомах. Зона с  $N$  состояниями может «вместить»  $2N$  электронов ввиду двух возможных ориентаций спина. Общее число электронов в кристалле определяет положение энергетического «уровня Ферми»  $E_F$ , отделяющего нижние, заполненные уровни от верхних «пустых». Уровень ферми может попасть внутрь одной из зон, как показано на рисунке 5.10, а; тогда эта зона будет заполнена частично, а все последующие зоны будут пустыми. Если уровень Ферми попадает в промежуток, называемый «запрещенной зоной» (или «энергетической щелью»), между зонами, то нижняя из этих зон будет полностью заполненной электронами,



верхняя – пустой (рис. 5.10, б). В зависимости от положения уровня Ферми кристалл является металлом, полупроводником или диэлектриком.

Рисунок 5.10

Полностью заполненная зона называется «валентной», а частично заполненная или пустая – «зоной проводимости». В случае, показанном на рисунке 5.10, а, вещество является металлом: в электрическом поле электроны, приобретая дополнительную энергию, переходят на соседние вакантные уровни, что приводит к упорядоченному движению электронов в поле – току проводимости. В случае рисунка 5.10, б вещество может быть диэлектриком или полупроводником (граница между ними является в значительной мере условной): электроны, находясь в валентной зоне, не могут воспринимать энергию от внешнего поля из-за отсутствия соседних вакантных уровней. Для того чтобы принять участие в проводимости, электроны должны быть

«переброшены» в пустую зону проводимости, содержащую вакантные уровни. Такой «переброс» всегда имеет место в той или иной степени, ввиду наличия теплового движения в кристалле. Если ширина запрещенной зоны велика, то вероятность такого «переброса» очень мала, и кристалл остается диэлектриком даже при высоких температурах (согласно изложенному в т. II, в некоторых кристаллах имеет место проводимость «ионного» типа, которая, в отличие от рассматриваемой здесь электронной проводимости, связана с переносом вещества).

Если ширина этой зоны мала (доли эВ), то при повышении температуры число электронов, «переброшенных» в зону проводимости, может стать значительным, и вещество обладает заметной электропроводностью; такой случай соответствует полупроводникам с «собственной» проводимостью. Следует отметить, что эта проводимость обычно все же невелика.

Гораздо большее практическое значение имеет «примесная» проводимость полупроводников, обусловленная появлением «локальных» электронных уровней в запрещенной зоне из-за наличия примесей в кристалле. В идеальном неметаллическом кристалле уровень Ферми располагается примерно в середине запрещенной зоны – 5–11 А – то есть довольно далеко от валентной зоны и зоны проводимости, поэтому проводимость мала. Введением атомов – «доноров» (например,  $A_s$  в решетку  $Si$ ) приводит к появлению «почти свободных» электронов, которым соответствуют «локальные» уровни вблизи дна зоны проводимости (рис. 5.11, б). Вероятность перехода электронов с этих

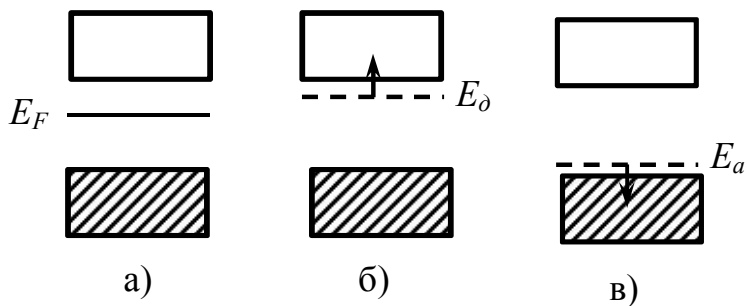


Рисунок 5.11

уровней в зону проводимости велика, и вещество обнаруживает значительную примесную проводимость  $n$ -типа. Введением атомов – «акцепторов» (например,  $B$  в решетку  $Si$ ) приводит к появлению «почти связанных» электронов, которым соответствуют локальные

уровни вблизи «потолка» валентной зоны (рис. 5.11, в). На эти уровни с большой вероятностью переходят валентные электроны, которые затем остаются на них и не участвуют в создании электропроводности. Однако в результате перехода электронов на акцепторные уровни в валентной зоне остаются вакантные состояния. Между этими состояниями возможны переходы валентных электронов, что эквивалентны перемещению положительных заряженных «частиц» – «дырок». При этом в кристалле создается примесная проводимость  $p$ -типа («дырочная» проводимость). На основе этих представлений квантовая теория объясняет все замечательные физические свойства полупроводников, на использовании которых базируется современная «твердотельная» электроника.

Движение электронов в кристалле рассматривается как распространение «электронных волн» («волн Блока») в периодическом поле ионного остова кристалла. При последовательном квантомеханическом рассмотрении могут быть выделены количественные соотношения, которые часто совпадают формально с «классическими» формулами. Например, закон Ома для плотности тока проводимость имеет одинаковый вид в квантовой и классической теории. Однако смысл величины удельного сопротивления в данной теории оказывается иным: в идеальной решетке электрон не испытывает сопротивления, появление которого, следовательно, может быть обусловлено лишь отклонением решетки кристалла от идеальности. Такие отклонения возникают благодаря тепловым колебаниям ионов в узле решетки, наличию всевозможных дефектов решетки, а также присутствию «чужеродных» атомов (примесей) в кристалле. Подобные уточнения вносит квантовая теория твердого тела и во многих других случаях. В ней все затруднения классической электронной теории проводимости, указанные в т. II, и предсказываются многие, существенно «неклассические» эффекты.

## 5.5 Люминесценция

В главе 4 были рассмотрены законы теплового излучения, испускаемого системой тел в условиях термодинамического равновесия. Спектр этого «черного» излучения, имеющего место в замкнутой изолированной полости при постоянной температуре стенок, является сплошным и характеризуется вполне определенной функцией распределения Планка. Наряду с этим в реальных, неравновесных условиях все тела испускают излучение других видов, которое накладывается в тепловое излучение. В «земных» условиях именно это избыточное, неравновесное излучение обычно и наблюдается. При этом виды «избыточного» излучения весьма разнообразны; однако среди них можно выделить излучение, происходящее без «задержки» (менее  $10^{-14}$  с, т. е. периода световых колебаний), и с определенной «задержкой» по отношению к процессу, вызвавшему излучение. К первому типу относится излучение, отраженное от «несамосветящегося» тела, на которое падает излучение от других «самосветящихся» тел. Для процесса отражения характерно то, что физическое состояние отражающего тела не изменяется. Излучение второго типа возникает в результате «возбуждения» атомом излучающего тела с последующим превращением энергии возбуждения в энергию излучения. Естественно, что такой процесс преобразования энергии различных видов требует определенного времени, что и проявляется в «задержке» излучения. Такое «задержанное» (на время больше  $10^{-10}$  с) излучение, возникает в результате возбуждения тела извне, называется «люминесценцией». В зависимости от способа возбуждения различают несколько основных типов люминесценции.

Типичным видом люминесценции является излучение газового разряда, закономерности которого были рассмотрены в т. II; его иногда называют

«электролюминесценцией». В этом случае энергия возбуждения сообщается атомам быстрыми электронами, ускоренными во внешнем электрическом поле. Спектр электролюминесценции газов и паров обычно является линейным или полосатым и по характеру резко отличается от спектра теплового излучения. Электролюминесценция, очевидно, является существенно неравновесным процессом: при прекращении подачи напряжения на электроды разряда на короткое время, атомы и молекулы вещества приходят в термодинамическое равновесие с окружающей средой, и остается лишь не воспринимаемое глазом тепловое излучение, сосредоточенное полностью в данной инфракрасной области.

Другим видом люминесценции является свечение некоторых веществ под действием бомбардировки быстрыми электронами – «катодолюминесценция». По своей природе этот процесс аналогичен электролюминесценции и отличается в основном тем, что пучок быстрых электронов может быть создан лишь при пониженном давлении или в вакууме. По этой причине катодолюминесценцию легко наблюдать в газоразрядной трубке; при снижении давления (ниже примерно  $10^{-1}$  Па) свечение тлеющего разряда практически прекращается, однако при этом начинают светиться стенки трубки, на которые падает пучок электронов, испущенных катодом и ускоренных электрическим полем.

В процессе «хемилюминесценции» энергия излучения сообщается атомам в результате протекания химических реакций в люминесцирующем теле. Такая люминесценция наблюдается, например, при гниении влажной древесины или медленном окислении фосфора на воздухе. Еще один вид люминесценции – «триболюминесценция» – возникает при растирании, раздавливании или раскалывании некоторых кристаллов, главным образом «типичных люминофоров», т. е. обнаруживающих и другие виды люминесценции. Причина явления заключается в возникновении электрических разрядов в результате электризации кристаллов при их механическом разрушении («триболюминесценция»); излучение этих разрядов, в свою очередь, вызывает свечение вещества. Такой процесс возбуждения вещества под действием светового излучения называется «фотолюминесценцией»; остановимся на этом процессе более подробно.

При фотолюминесценции энергия возбуждения атомов вещества сообщается за счет внешнего облучения вещества светом. Обычно различают два вида фотолюминесценции – «флюоресценцию» и «фосфоресценцию» – по разной длительности свечения после прекращения облучения. Флюоресценция обычно «затухает» за сравнительно короткое время –  $10^{-7}$  с и менее; фосфоресценция может продолжаться в течение  $10^{-1}$  с и выше. Граница между двумя этими явлениями, имеющими одну и ту же физическую природу, весьма условна и имеет, главным образом, практическое значение. Флюоресценция легко наблюдается, в частности, при облучении газов и паров. Простейшим спектром излучения обладает так называемая «резонансная люминесценция» разряженных «атомных» газов паров, молекулы которых являются

одноатомными. Например, при освещении паров натрия светом, содержащим характерные желтые линии натрия (589,3 нм), пары начинают светиться желтым светом такого же спектрального состава (для получения соответствующего состава возбуждающего света достаточно ввести в пламя горелки порошок обычной поваренной соли). Аналогичные явления наблюдаются в парах ртути, при этом «резонансной» является линия ртути 253,7 нм. Природа резонансного излучения атомов была установлена выше.

Более сложный спектральный состав флюоресценции имеет место при облучении молекулярных газов и паров. При освещении монохроматическим светом возбуждение молекул приводит к появлению излучения очень сложного спектрального состава; в спектре содержится большое число линий, совокупность которых имеет сходство с «полосатым» спектром излучения молекул, закономерности которого были рассмотрены выше. Эти линии возникают в результате переходов между колебательными подуровнями возбужденного и основного электронных состояний молекул. Обычно интенсивность люминесценции газов и паров сравнительно невелика ввиду малой концентрации возбужденных атомов и молекул вещества ( $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и ниже).

Значительно более яркую люминесценцию обнаруживают жидкие и твердые вещества – «люминофоры», широко используемые в практических и научных целях (см. ниже). Концентрация молекул в этих веществах весьма велика (в твердых телах – порядка  $10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), поэтому при облучении можно получить большое количество возбужденных молекул, дающих в совокупности яркое свечение люминесценции. С другой стороны, спектр люминесценции при этом приобретают существенные взаимодействия между близко расположенными молекулами вещества. Закономерность процессов люминесценции при этом имеет также значительно более сложный характер по сравнению с флюоресценцией газов и паров; мы остановимся только на некоторых из них; имеющих наиболее практическое значение.

Для того чтобы вызвать люминесценцию, возбуждающий свет должен интенсивно поглощаться веществом. Поэтому длина волны облучения должна находиться в пределах одной из характерных для люминофора полос поглощения. Опыты показали, что спектр люминесценции данного вещества сравнительно мало зависит от длины волны возбуждающего света при выполнении указанного условия. Поэтому возбуждение может производиться как монохроматическим, так «полосатым» излучением, в частности, и белым светом. При этом спектр поглощения и спектр люминесценции вещества могут быть различными: полоса поглощения сдвинута относительно полосы люминесценции. В большинстве случаев выполняется «правило Стокса»: максимум полосы люминесценции смещен относительно максимума полосы

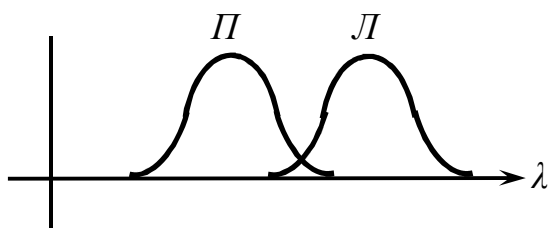


Рисунок 5.12

поглощения в длинноволновую область спектра, как показано на рисунке 5.12. При этом полосы могут частично перекрываться, поэтому часть излучения, возникающего в результате люминесценции, может быть поглощена внутри вещества, что приводит к искажению вида полосы люминесценции. Это учитывается при исследовании спектров люминесценции путем ввода соответствующих поправок.

В ряде случаев правило Стокса можно заменить «правилом зеркальной симметрии» Вавилова – Левшица, согласно которому частотные спектры поглощения и люминесценции зеркально симметричны (разумеется, при соответствующем выборе масштаба по оси ординат) относительно прямой, проходящей перпендикулярно оси частот через точку пересечения соответствующих полос. Это правило не является универсальным, однако во многих случаях оказывается практически полезным при интерпретации спектров люминесценции.

Правило Стокса сравнительно просто объясняется на основе представлений о квантовой природе света. Фотон, испускаемый при люминесценции, с энергией  $h\nu_A$  получается в результате поглощения веществом «возбуждающего» фотона с энергией  $h\nu_D$ . При этом часть энергии поглощенного фотона растрачивается на процессы, не связанные с излучением, так что  $h\nu_A < h\nu_D$ . Отсюда следует, что  $\lambda_A > \lambda_D$ , в соответствии с правилом Стокса. Однако в ряде случаев наблюдается нарушение правила Стокса, особенно при возбуждении люминесценции, монохроматическим светом. Такой случай схематически представлен на рисунке 5.13: заштрихованная область

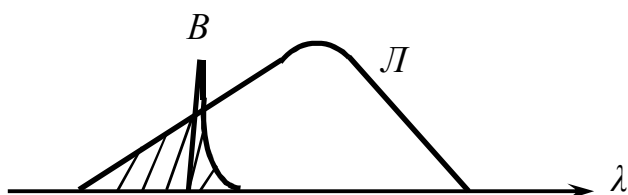


Рисунок 5.13

соответствует излучению с длинами волн, меньшими длины волны возбуждения. Это означает, что к энергии поглощенного фотона может добавляться тепловая энергия люминофора. С повышением температуры энергия тепловых колебаний возрастает, а

антистоксовская область усиливается, что и наблюдается на опыте. Поскольку на люминесценцию расходуется лишь часть энергии поглощенного светового излучения, то можно ввести КПД люминесценции как отношение излучений энергии к поглощенной люминофором энергии. Величина КПД сильно зависит от природы люминофора, способа и условий возбуждения (температуры вещества, природы растворителя, концентрации раствора, наличия примесей и т. д.). В некоторых случаях КПД близок к 100 %, в других, напротив, очень мал. Окружающая люминофор среда может значительно повлиять как на интенсивность, так и на спектральный состав люминесценции. Например, при замене растворителя полоса излучения растворенного люминофора может сместиться на десятки нм. Это обычно обусловливается изменением степени диссоциации растворенного вещества, а спектр люминесценции молекулы и соответствующего тока могут быть существенно различными (например,



молекула сродина – известного в практике красителя – дает лиловую флюоресценцию, а его производные – сине-зеленую). Это обстоятельство необходимо учитывать при практическом проведении люминесцентного анализа.

В ряде случаев выход люминесценции может быть значительно снижен в результате различных процессов ее «тушения», в особенности за счет «безизлучательных» переходов молекулы из возбужденного состояния в основное. Например, в самой молекуле возможен безизлучательный переход в основное состояние, переход в триплетное состояние с последующим изменением спектра люминесценции; энергия возбуждения молекулы может быть также передана молекулам постороннего вещества – «тушителя». Типичными тушителями люминесценции растворов являются, например, ионы  $J$  и другие неорганические ионы, а также такие органические вещества, как анилин,  $CCl_4$  и др. При увеличении концентрации самого люминофора в растворе также возможно «самотушение» («концентрационное» тушение) в результате ассоциации молекул и передачи энергии возбуждения не люминесцирующим димерам. Наиболее прост механизм тушения резонансной флюоресценцией газов. Время жизни возбужденного атома обычно составляет  $10^{-8}$ – $10^{-9}$  с. За это время атом может столкнуться с атомом (молекулой) примеси, и, передав ему энергию возбуждения, перейти в основное состояние без излучения (удар 2-го рода). Энергия, переданная атому примеси, может оказаться достаточной для его возбуждения, в результате чего возникает «сенсibilизированная» флюоресценция примеси. Механизм концентрационного тушения люминесценции во многих случаях еще полностью не выяснен.

Весьма важной характеристикой люминесценции является ее «закон затухания» после прекращения возбуждения, которому соответствует характерная длительность «послесвечения». Для различных люминофоров наблюдаются разные по характеру законы затухания, а длительность люминесценции в весьма широких пределах ( $10^{-9}$ – $10^{-6}$  с). При практическом применении люминофора эта характеристика люминесценции должна быть известна с достаточной точностью. Исследование кинетики процессов разгорания и затухания флюоресценции осуществляется с помощью «тауметров» или флюоретров, предназначенных для изучения процессов, протекающих за «характерное время»  $\tau \sim 10^{-7}$ – $10^{-9}$  с (установление газового разряда поляризации диэлектриков и т. д.). Исследуемый процесс люминесценции возбуждается прямоугольными световыми импульсами, возникающий световой сигнал преобразуется в электрический, который подается на вход электронного осциллографа. Временная развертка осциллографа согласуется с кинетикой исследуемого процесса. Если закон затухания известен, то развертка осуществляется по тому же закону; при этом, подбирая параметры развертки, можно получить на экране осциллографа прямую линию и тем самым определить параметр закона затухания люминесценции. Например, при экспоненциальном законе затухания

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.80)$$

и экспоненциальном законе развертки, указанная ситуация будет иметь место при параметре развертки  $\tau_p = \tau$ . Если закон затухания (или возрастания) люминесценции заранее не известен, то, применяя функциональную временную развертку, можно построить искомые кривые по точкам. Этот метод реализован в «ультратауметре», позволяющем исследовать процессы люминесценции с характерным временем  $\tau \sim 10^{-8}$  с. Детали устройства тауметров и работы с ними описаны в специальной литературе. Обычно в качестве «оптического затвора» используется ячейка Керра (см. гл. 2), время «срабатывания» которой существенно меньше длительности флюоресценции. В исследованиях применяются также флюорометры, основанные на иных принципах (например, на дифракции в диапазоне ультразвуковых волн). В них несколько проще изменяется кинетика длительной люминесценции – «фосфоресценции», для которой характерное время превышает  $10^{-6}$  с (разумеется, измерение длительности порядка секунды и более не представляет затруднений). Для этих целей используются механические приборы – «фосфороскопы». В типичном фосфороскопе Беннереля исследуемый люминофор помещается между двумя дисками, снабженными четырьмя «секторообразными» вырезами и насаженными на общую ось таким образом, что вырезы одного диска приходятся против сплошных мест другого. Диски приводятся в быстрое вращение; при этом освещение объекта и наблюдение его люминесценции разделены определенными промежутками времени, которые можно регулировать путем изменения скорости вращения дисков и угла между вырезами.

Зная эти величины, при соответствующем выборе которых можно наблюдать люминесценцию, можно вычислить продолжительность послесвечения. Существуют и другие конструктивные разновидности фосфороскопов.

Многие люминофоры способны находиться длительное время после прекращения внешнего облучения в «возбужденном» состоянии и «высвечиваться» под действием тепла и света. Это явление «высвечивания» характерно для полупроводниковых материалов, типа  $Zn - Cu$ , в которых электроны или дырки в результате возбуждения попадают на «уровни захвата» («ловушки») с большим временем жизни. Освобождение из этих ловушек приводит в рекомбинации электронов и дырок, причем избыточная энергия отдается посредством излучения. Высвечивание может происходить при постоянной температуре и в этом случае, по существу, не отличается от флюоресценции. При равномерном повышении температуры наблюдается «термовысвечивание», характеризующееся максимумами свечений на определенных температурах, обусловленное освобождением электронов и дырок из ловушек разной «глубины» по шкале энергии. Зависимость яркости свечения люминофора от температуры называется кривой термовысвечивания. Анализ этой кривой позволяет точно определить положение уровней захвата в

полупроводниковом кристалле и часто используется в этих целях в физике твердого тела. Кроме того, термовысвечивание используется при люминесцентном анализе горных пород и минералов (см. ниже); при облучении некоторых веществ радиоактивными излучениями также наблюдается термовысвечивание, что находит практическое применение в дозиметрии. Оптическое высвечивание возбуждаемого люминофора носит характер «вспышки» – оно быстро нарастает после начала облучения и затем затухает; такое свечение обычно называется «стимулированной люминесценцией». При кратковременном воздействии облучения высвечивание может продолжаться и после его прекращения в виде фосфоресценции, если не все электроны и дырки успели освободиться из «ловушек». Аналогично термовысвечиванию, на кривой оптического высвечивания  $I(\nu)$  ( $\nu$  – частота «высвечивающего» излучения) можно наблюдать максимумы, соответствующие освобождению из ловушек определенной глубины ( $\Delta E = h\nu$ ). Однако определение глубины «ловушек» этими двумя способами зачастую дает существенно различные результаты, ввиду специфических особенностей оптических переходов.

На практике оптическое высвечивание используется в так называемых «вспышках» люминофоров для целей обнаружения инфракрасного излучения.

Из всех видов люминесценции наиболее широкое практическое применение нашла «катодолюминесценция», возбуждение электронными пучками («катодными лучами»). Это явление используется в электроннолучевых трубках, которые представляют собой основной узел преобразования электрического сигнала в световое изображение в различных электронных приборах – осциллографах, дисплеях, телевизорах и т. п. Устройство электроннолучевых трубок было описано в гл. 2. Катодолюминесценция в трубке возникает при соударении пучка ускоренных электронов с люминофором экрана; при этом на возбуждение люминесценции идет примерно 10 % энергии, переданной люминофору, остальная энергия переходит в тепло.

Энергия электронов передается всей кристаллической решетке люминофора в поверхностном слое толщиной порядка 1 мкм; затем она распределяется по узлам и центрам люминесценции, так «прямое» возбуждение этих центров вносит вклад не более 1 % в интенсивность свечения. Эта миграция энергии эффективно осуществляется лишь в твердых телах – «кристаллофосфорах», поэтому катодолюминесценция жидких и твердых аморфных люминофоров наблюдается редко. Общая яркость люминесценции определяется энергией электронов и плотностью тока в пучке. Обычно электроны ускоряют до энергии порядка 10 кэВ, причем яркость свечения приближенно пропорциональна квадрату ускоряющего напряжения. Применение слишком высоких напряжений нецелесообразно, так как при этом экран заряжается отрицательно и «отталкивает» пучок. Яркость приближенно пропорциональна току пучка, но при больших токах достигает насыщения в связи с ограниченным количеством измеряющих центров в кристаллосфере.

Общий характер спектра сходен с наблюдаемым при фотолюминесценции, однако ввиду интенсивности возбуждения при электронном облучении могут появиться дополнительные полосы люминесценции; распределение интенсивности между полосами носит сложный характер. Длительность разгорания и затухания люминесценции составляет  $10^{-6}$ – $1$  с, в зависимости от природы люминофора; это позволяет создавать, например, осциллографы с кратким и длительным послесвечением экрана, в зависимости от их назначения. Длительное облучение электронами, в конце концов, приводит «выгоранию» экрана и разрушению люминофора, причем с уменьшением ускоряющего напряжения и усилением тока пучка этот процесс ускоряется.

Яркость свечения экрана легко поддается управлению, как и характеристики электронного пучка. В большинстве приборов, основанных на явлении катодolumинесценции, электронный пучок фокусируется в «точку» на экране, которая перемещается при отклонении пучка. Светящаяся точка, перемещается по экрану, образует определенную фигуру – «растр»; на его фоне наблюдается отклонение (в осциллографах) или изменение яркости свечения (в телевизорах), соответствующие электрическим сигналам, поступающим на органы управления электронным пучком. В некоторых приборах используется стационарный электронный пучок, а для получения изображения яркость свечения экрана модулируется первичным распределением электронов на катоде (усилители яркости, электронно-оптическое оборудование) или поглощающими средами на пути электронного пучка (электронные микроскопы).

На работу приборов указанных типов определенное влияние оказывает накопление зарядов на экране из-за наличия «первичного» электронного пучка и «выбитых» им вторичных электронов. Для ослабления этого влияния бомбардируемую поверхность люминофора, часто как называют тонкую (0,1 мм) зеркальную пленку алюминия, электрически связанную с анодом, которая отводит избыточные электроны без существенного изменения яркости свечения экрана.

Особым видом излучения, механизм которого существенно отличен от рассмотренного выше явления люминесценции, является свечение веществ при прохождении через них ионизирующего (бета– или гамма–) излучения – «свечение Черенкова – Вавилова». В результате взаимодействия ионизирующего излучения с веществом в нем возникают быстрые электроны, скорость которых может превышать фазовую скорость света в данном веществе. Можно показать, что в этом случае электрон испускает электромагнитные излучения в вытянутом вперед световом конусе, угол раствора которого зависит от скорости электрона. Это явление нашло практическое применение, в частности в так называемых «генеровских счетчиках», используемых при различных лабораторных исследованиях.

Пусть электрон движется в веществе с некоторой постоянной скоростью  $U$ . При большой энергии электрона он может вызывать возбуждение и ионизацию атомов (молекул) вещества, что должно привести к «обычной»

люминесценции («радиолуминесценции»). Однако с приближением скорости электрона к «субсветовой» (порядка  $c/n$ , где  $n$  – показатель преломления вещества) относительная потеря энергии электрона в этих процессах уменьшается, и на первый план выступает торможение электрона в созданном им самим электромагнитном поле. При этом энергия движения электрона уменьшается за счет ее перехода в энергию светового излучения, которое и представляет собой свечение Черенкова – Вавилова. Характеристики излучения электрона в этих условиях можно строго вывести на основе классической электродинамики. Однако некоторые основные закономерности явления можно установить на основе следующих простых соображений. Каждая последовательная точка на пути движения электрона, например,  $A$  на рисунке 5.14, может рассматриваться как источник излучения, запаздывающего на время  $\tau = a/v$  по

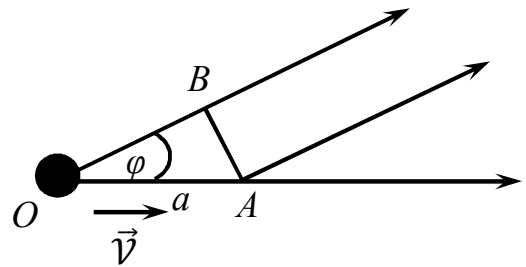


Рисунок 5.14

отношению к излучению, испускаемому в некоторой предыдущей точке  $O$ . Все эти световые волны, испущенные из различных точек на пути электрона, являются когерентными и интерферируют. Для усиления световых колебаний в результате интерференции необходимо, чтобы разность фаз между отдельными волнами была равна нулю при любом значении  $a$ , т. е. для любых двух точек траектории электрона. В момент прохождения электроном точки  $A$  фронт световой волны из точки  $O$  занимает некоторое положение  $AB$ , причем  $OB = a \cos \varphi$ , а время достижения волной положения  $AB$  равно  $a \cos \varphi / v_\phi$ , где  $v_\phi = c/n$  – фазовая скорость волны. Тогда

указанное условие максимума интерференции принимает вид:

$$\frac{a \cos \varphi}{v_\phi} - \frac{a}{v} = 0 \quad (5.81)$$

или

$$\cos \varphi = \frac{v_\phi}{v} = \frac{c}{nv}. \quad (5.82)$$

При этом волны из точек  $O$  и  $A$  оказываются в данной фазе, независимо от величины  $a$ .

Таким образом, направление максимальной интенсивности свечения определяется линией  $OB$ , которая в силу симметрии задачи образующей конуса с углом раствора

$$2\varphi = 2 \arccos \frac{c}{nv}, \quad (5.83)$$

составляющей угол  $\varphi$  с направлением движения электрона в веществе. Поскольку максимальная величина косинуса равна единице, то при  $v < v_\phi = c/n$  направление максимума интерференции  $\varphi$  не существует. Напротив, при  $v > v_\phi$  имеется определенное направление излучения  $\varphi$ , зависящее от скорости электрона и показателя преломления вещества. В других

направлениях свет распространяться не будет, поскольку при нарушении условия  $\cos \varphi = \frac{c}{nV}$  траекторию электрона можно разбить на такие участки длиной  $a$ , что разность хода между волнами, испущенными из соответствующих участков, будет равна  $\pm \frac{\lambda}{2}$ . Для этого достаточно выбрать  $a$  равным

$$a = \pm \frac{\lambda V}{2 \left( V \cos \varphi - \frac{c}{n} \right)}. \quad (5.84)$$

При этом последовательно испущенные волны при интерференции погасят друг друга, и излучение наблюдаться не будет.

Таким образом, при прохождении пучка «монохроматических» электронов с определенной скоростью  $V$  он должен сопровождаться бесконечно тонким «световым конусом» излучения с раствором  $2\varphi$ , определяемым формулой (5.83). В действительности пучок электронов всегда имеет некоторый разброс по скорости, поэтому световой конус имеет некоторую конечную толщину, т. е. представляет собой узкий конический слой около направления  $\varphi = \arccos \frac{c}{nV}$  относительно траектории электронного пучка. При этом излучение оказывается поляризованным таким образом, что электрический вектор  $\vec{E}$  лежит в плоскости, проходящей через направление движения электрона. Эффекты, аналогичные свечению Черенкова, наблюдаются и в области «механических» волновых явлений – при движении судна по поверхности воды или полете снаряда; во всех этих случаях образуется конус волн, угол раскрытия которого зависит от скорости движения тела и свойств среды. Разумеется явление Черенкова – Вавилова не находится ни в каком противоречии с теорией относительности, поскольку скорость электрона превышает лишь фазовую скорость света, а не скорость света в вакууме, характеризующую предельную быстроту переноса энергии в окружающем нас материальном мире. Заметим, что характерная особенность описанного явления по сравнению с люминесценцией заключается в том, что черенковское свечение не испытывает «тушения», поскольку является «безинерционным» процессом. По этому признаку его легко отличить от «радиолюминесценции», наблюдаемой при возбуждении ряда твердых и жидких веществ под ионизирующим излучением. Явление радиолюминесценции используется в дозиметрии и будет кратко рассмотрено в гл. 7.

## 5.6 Люминесцентный анализ

Изучение характеристик люминесценции дает ценную информацию о химическом составе и физическом состоянии вещества; соответствующая аналитическая методика называется «люминесцентным анализом». Область его применения очень широка: химия, биология, медицина (клиническая и судебная), пищевая промышленность, производство текстиля и бумаги и т. д.

Арсенал технических средств для проведения люминесцентного анализа очень богат; имеются различные источники света, позволяющие возбудить интенсивную люминесценцию в заданной области спектра, чувствительные приемники люминесцентного излучения, спектральные приборы, позволяющие детально проанализировать состав этого излучения, и т. д. Как и в других оптических методах анализа, применяются три основных способа этой регистрации свечения – визуальный, фотографический и фотоэлектрический. Визуальный метод качественного анализа путем наблюдения люминесценции называется «люминоскопией» и обычно используется для технического контроля изделий в условиях производства. Анализ с применением фотографической регистрации свечения называется «люминографией» и обычно применяется при лабораторных испытаниях в науке и технике, когда результат анализа должен быть задокументирован. Количественный люминесцентный анализ, связанный с фотометрированием спектров и называемый «люминометрией», применяется сравнительно редко. Это объясняется, как правило, плохой количественной воспроизводимостью результатов из-за исключительной чувствительности люминесценции к внешним условиям: например, на спектры люминесценции растворов сильнейшее влияние оказывают температура и род растворителя, наличие мельчайших люминесцирующих примесей и т. д. В то же время эта высокая чувствительность люминесценции является положительным фактором при различных качественных исследованиях, которые поэтому проводятся значительно чаще количественных. Большим преимуществом перед традиционными методами люминесцентного анализа обладает «люминомикроскопия» – исследование люминесценции с использованием оптического микроскопа. Ниже мы кратко рассмотрим методику проведения люминесцентного анализа и области его применения. Люминесцентноскопическое исследование веществ при их возбуждении ультрафиолетовым облучением позволяет повысить световой контраст по сравнению с традиционным качественным анализом по окраске исследуемого вещества в отраженном свете. В частности, люминесцентный анализ оптических стекол позволяет в условиях производства различать визуально более 40 сортов стекол. При этом в качестве источников света можно использовать простые ртутно-кварцевые лампы низкого давления; если необходимо повысить интенсивность люминесценции, то применяют ртутные или криптоновые лампы высокого давления. Аналогичная методика применяется для определения всхожести семян ряда сельскохозяйственных культур. При этом можно использовать не только световые контрасты, но и различия в интенсивности люминесценции. Для этой цели готовят эталоны с заданным составом, люминесценцию которых затем сопоставляют со свечением исследуемых образцов. Чувствительность такого простого «полуколичественного» люминесцентного анализа оказывается достаточной для многих практических целей. Эффективность метода существенно повышается при его сочетании с другими методами химического анализа,

например, титрованием. При этом подбирают такие химические реактивы, которые при введении в исследуемый раствор вызывают его люминесценцию или, напротив, «гасят» его собственную люминесценцию. С помощью флюоресцентных индикаторов, обеспечивающих наиболее четкое проявление химической реакции, добиваются заметного изменения цвета раствора. По количеству введенного индикатора можно судить о концентрации исследуемого раствора. Таким методом можно исследовать многокомпонентные смеси, содержащие кислоты, основания и соли и т. д., в частности, мутные растворы, которые затруднительно охарактеризовать другими оптическими методами. Выбор флюоресцентных индикаторов в настоящее время достаточно широк; например, для определения содержания кислот в интенсивно окрашенных растворах (соли меди, кобальта и хрома) применяются эйродиновые индикаторы (диметил- и диэтилнатрийродин и др.), дающие четкое изменение цвета люминесценции в зависимости от pH среды – от фиолетового при  $\text{pH} \approx 3,2$  до красного при  $\text{pH} \approx 5$ . При проведении такого анализа следует иметь в виду, что наличие примесей в исследуемом растворе может сильно повлиять на результат анализа или вообще сделает его невозможным. Поэтому применяются различные методы экстрагирования (извлечения) анализируемого компонента из среды сложного состава. Для этой цели можно использовать, в частности, капиллярные явления – впитывание жидкости в капиллярно-пористую среду, например, фильтровальную бумагу. При нанесении капли раствора на поверхность пористого материала капля расходуется в пятно значительных размеров, которое затем освещается ультрафиолетовым излучением, и исследуется видимое свечение раствора. Таким методом можно исследовать очень малое количество заданного раствора, поэтому он особенно эффективен при решении различных аналитических задач в микрохимии. Для выведения исследуемых компонентов сложной смеси можно использовать также хроматографический метод, в основе которого лежит явление адсорбции на специально подобранных веществах – «адсорбентах». Исследуемая смесь жидкостей или растворов пропускается через «хроматографическую колонну», состоящую из расположенных друг над другом адсорбентов, в результате чего происходит разделение смеси. Затем колонна промывается специальным раствором с целью удаления остатков смеси в отдельных «зонах» колонки. После этого производят наблюдения люминесценции зон при облучении ультрафиолетовым светом. Чувствительность люминесцентного хроматического анализа очень высока.

Люминесцентный анализ широко распространен в машиностроении, где он используется для обнаружения трещин на поверхности металлических изделий – «люминесцентная дефектоскопия». Деталь с очищенной поверхностью погружают в раствор с люминесцентным красителем (дифектолом или нориолем). Для повышения смачиваемости поверхности раствором в качестве растворителя используется смесь, содержащая бензин, керосин и минеральные масла. В результате этого раствор глубоко проникает в микротрещины и остается в них после промывки детали сильной струей воды



или сжатого воздуха. Затем деталь высушивают и подогревают до 50–60° с целью «вытягивания раствора» ближе к поверхности. При облучении ультрафиолетовым светом трещины дают четко картину люминесценции, по которой можно судить о размерах и форме дефектов. Малые трещины исследуют под микроскопом. Такой метод дефектоскопии является простым и экономичным и может быть использован в заводских условиях для контроля качества продукции, причем не только металлических, но также пластмассовых, керамических и других изделий, особенно в тех случаях, когда применение других методов контроля (например, рентгенографии) по тем или иным причинам затруднено.

Люминесцентный анализ является весьма чувствительным методом контроля качества скоропортящихся продуктов и используется в практике лабораторий санитарного контроля. В сельском хозяйстве люминесцентный анализ используется в качестве экспресс-метода определения жизнедеятельности семян различных культур. Наблюдается люминесценция, характер которой зависит от степени их жизнеспособности. Для повышения светового контраста срезы зародышей окрашиваются различными флюорохромами. Например, зародыши жизнеспособных семян ячменя, окрашенные однопроцентным садовым раствором акридиоранта, дают ярко-желтую люминесценцию (для семян пшеницы используется водно-спиртовой раствор радамидина), а нежизнеспособные зародыши люминесцируют темно-коричневым цветом. Для проверки жизнедеятельности семян растений семейства крестоцветных семена помещают на смоченную водой фильтрованную бумагу. После набухания в течение нескольких часов поврежденные семена выделяют флюоресцирующие вещества, наличие которых легко устанавливается по голубой люминесценции при ультрафиолетовом облучении. Используются также упомянутые выше флюоресцентные индикаторы, реагирующие на различные уровни у зародышей семян различной степени жизнедеятельности. Люминесцентный анализ позволяет также быстро определить сортность семян и выявить наличие семян, зараженных бактериями и грибами. Во всех этих случаях техническая реализация метода отличается сравнительной простотой и быстротой, что является его значительным преимуществом перед традиционными методами.

Возможность люминесцентного анализа существенно расширяется при сочетании со спектроскопическими методами исследований. Изучение спектра люминесценции позволяет выделить характерные полосы, связанные с отдельными компонентами исследуемой смеси. Например, редкоземельные элементы, по которым легко произвести идентификацию. Аналогичная ситуация имеет место для ряда веществ в конденсированном состоянии при низких температурах.

Люминографический анализ, при котором люминесцентное свечение регистрируется на фотопластинку, обычно применяется в тех случаях, когда характерные линии или полосы лежат в области спектра, неудобной для визуального наблюдения, например, в ультрафиолетовой или инфракрасной

области. Такой метод уже давно используется, в частности, в судебной экспертизе для установления идентичности документов, наличия на них подделок и т. д. Люминография вошла также в практику медицинской рентгеноскопии, где она применяется для получения снимков, например, грудной клетки; вместо получения рентгеновского снимка производится фотографирование обычным фотоаппаратом с люминесцирующего под действием рентгеновских лучей экрана. При этом можно сделать за короткое время большое количество снимков, что позволяет повысить пропускную способность рентгенокабинетов. Аналогичный метод применяется в технике для целей рентгеновской дефектоскопии различных изделий.

При люминометрическом анализе растворов и смесей используется соотношение между интенсивностью люминесценции и концентрацией исследуемого компонента. Для разбавления двухкомпонентных растворов это соотношение имеет простой вид:

$$I = \alpha I_0 C, \quad (5.85)$$

где  $I_0$  – интенсивность возбуждающего пучка,  $\alpha$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от выхода в данной спектральной области. При возрастании концентрации раствора пропорциональность между  $I$  и  $I_0$  нарушается. Основной причиной является ослабление интенсивности возбуждающего светового пучка в результате поглощения в более концентрированном растворе, т. е. изменение величины  $C$  в формуле (5.85). Кроме того, в концентрированном растворе всегда содержатся примеси, которые могут повлиять на интенсивность люминесценции. Поэтому при количественном анализе вместо формулы (5.85) используются градуировочные графики, построения для эталонных растворов с известными концентрациями; при этом условия возбуждения и наблюдения люминесценции подбираются таким образом, чтобы градуировочный график был как можно ближе к линейному, с целью повышения чувствительного анализа.

Одним из методов количественного люминесцентного анализа является гашение люминесценции примесями, которые вводятся методом титрования. По количеству введенного гасителя путем стехиометрического анализа определяют искомое люминесцирующее вещество. При этом с целью повышения точности анализа люминесценцию гасят до определенного уровня, соответствующего эталонному раствору, поскольку глаз лучше улавливает равенство освещений, а не спад освещенности до нуля. Для проведения анализа используются фотометры стандартного типа.

Как уже упоминалось выше, при люминесцентном анализе часто используются методы микроскопии; при этом достигается значительное повышение контрастности по сравнению с обычными наблюдениями в микроскопе при освещении белым светом, поскольку цветовой контраст исследуемого препарата создается за счет его собственного свечения под действием возбуждающего светового пучка. Многие микропрепараты, в частности, биологические объекты, дают интенсивную люминесценцию при освещении фиолетовым или ультрафиолетовым излучением, например, от

ртутной лампы. Если объект не обладает собственной люминесценцией, то в препарат вводят флюоресцирующие красители – флюорохромы – акридин, теазол, ксентан и т. п. При адсорбировании на отдельных частях препарата флюорохром образует различные соединения, дающие различный цвет люминесценции, что приводит к появлению яркого цветового контраста при микроскопическом наблюдении. При наблюдении в ультрафиолетовом излучении применяются специальные конструкции микроскопов с кварцевой оптикой, и методика проведения анализа несколько усложняется. Однако этот недостаток перекрывается большими преимуществами ультрафиолетового способа возбуждения люминесценции. Чувствительность большинства люминофоров к ультрафиолетовому облучению значительно выше, чем к видимому свету, и интенсивность люминесценции резко возрастает. При облучении минералов возбуждается длительная флюоресценция, что открывает дополнительные возможности исследований. Кроме того, в ультрафиолетовой области удобно проводить адсорбционный анализ; в частности, в этой области расположены сильные полосы поглощения для многих органических веществ.

При проведении адсорбционных микроскопических исследований препарат фотографируют в проходящем свете, монохроматизированном с помощью специальных светофильтров, и анализируют полученный микроснимок. Такой метод особенно удобен для микробиологических исследований живых тканей и микроорганизмов, поскольку при этом в препарат не вводятся какие-либо красители или флюорохромы, оказывающие вредное влияние на жизнедеятельность биообъектов. Для повышения контраста снимки делают в нескольких экземплярах при различных экспозициях и в свете различных длин волн. При сопоставлении снимков применяется микрофотометрирование, позволяющее проводить количественную оценку наблюдаемых контрастов.

## **5.7 Спектральный анализ**

Индивидуальность спектров атомов и молекул лежит в основе широко распространенного в инженерной практике и научных исследованиях метода определения состава и строения вещества по его спектрам испусканий («эмиссионный» анализ) и поглощений («адсорбционный» анализ) – «спектрального анализа». Ввиду его исключительной чувствительности и «избирательности» спектральный анализ обладает значительными преимуществами перед химическими методами и во многих случаях является незаменимым аналитическим методом, хотя техника его осуществления довольно сложна и требует определенной классификации при проведении анализа. К преимуществам спектрального анализа следует также отнести его сравнительную быстроту – «экспресность», особенно при применении фотоэлектрических и визуальных методов наблюдений. Наконец, важным преимуществом метода является его универсальность – возможность применения практически к любым веществам и в любых условиях

исследования. Поэтому методика спектрального анализа в настоящее время представлена практически во всех заводских и научно-исследовательских аналитических лабораториях.

«Атомный» спектральный анализ обычно осуществляется по спектрам испускания вещества, возбужденного каким-либо способом, например, в газовом разряде; в некоторых случаях используются также спектры поглощения. «Молекулярный» спектральный анализ обычно осуществляется по спектрам поглощения, люминесценции или комбинационного рассеяния; анализ по спектрам испускания применяется редко. Это обусловлено тем, что многие молекулы при возбуждении, например, в пламени горелки или в газовом разряде, сравнительно легко распадаются – «диссоциируют» на атомы, спектр излучения которых накладывается на молекулярный спектр, затрудняя его расшифровку. Принципы молекулярного спектрального анализа, основного из перечисленных выше физических явлений, были изложены в выше, поэтому здесь мы остановимся, главным образом, на методике атомного спектрального анализа.

При анализе по спектру испускания – «эмиссионном» анализе – вначале отбираются достаточного представленные пробы, отражающие средний состав исследуемого вещества или локальное распределение примесей, подлежащих обнаружению и идентификации. Выбор пробы является весьма ответственным моментом, зачастую оказывающим решающее влияние на результат анализа и его достоверность. Затем проба вводится в «источник» – устройство, в котором осуществляется возбуждение атомов изделия; основные типы источников перечислены ниже. Спектр излучения регистрируется с помощью одного из описанных выше спектрального прибора (призменного или дифракционного спектрографа или спектрометра). Полученный спектр «расшифровывается» с помощью спектральных приборов – комперетов (см. ниже). При «качественном» анализе ограничиваются обнаружением тел или иных элементов в пробе и грубой оценкой их содержания; при «количественном» анализе определяют концентрацию элемента в пробе с заданной степенью точности.

Выбор способа возбуждения, т. е. типа источника, определяется конкретными значениями исследований. Во многих случаях достаточно использовать пламя газовой горелки, температура смеси составляет, например, для горючей смеси воздуха с водородом около 2 100 К, а для смеси кислород – циан, используемой сравнительно редко – до 4 500 К. Этих температур, достаточно для эффективного возбуждения наиболее ярких – «аналитических» – линий более 70 элементов, а также для молекулярных полос многих соединений (при эмиссионном молекулярном анализе). Такой способ возбуждения является наиболее простым с технической точки зрения, однако обладает и определенными недостатками, в частности, нестабильность газового пламени и т. д. Поэтому на практике более распространены электрические – дуговые и искровые – источники возбуждения спектров, которые позволяют создавать более высокие температуры (6 000 К–20 000 К). Довольно часто

используют на практике дугу постоянного тока, обладающую, однако, не очень устойчивым режимом горения. Она создается угольными электродами с высокой степенью чистоты (в изображении «загрязнения» спектра посторонними линиями примесей), в которых помещается исследуемое вещество в измельченном состоянии. Таким способом можно, применяя электроды специальной формы, одновременно определять содержание десятков элементов в пробах. Высокие температуры горения дуги и «чистота» спектра благоприятны для многих исследований, однако нестабильность разряда зачастую является серьезным недостатком, из-за которого на практике часто применяют дугу переменного тока между металлическими электродами. Дуга создается с помощью специального генератора с регулируемым режимом работы, что позволяет варьировать условия возбуждения спектров, в частности, переходить от дугового к «концентрированному искровому» разряду, импульсному режиму разряда и т. п. Такие источники применяются при определении металлов и трудновозбудимых элементов (углерод, галоген, «микрогалогенные газы» в металлах и т. п.). Высоковольтная конденсация искры используется в основном при анализе металлов и сплавов. Преимуществами искрового разряда является высокая температура в искровом канале и возможность устойчивого возбуждения как дуговых, так и искровых линий элементов (см. выше). Однако интенсивная энергетическая эрозия электронов в искровом разряде (см. т. II) приводит к сравнительно быстрому изменению состава плазмы разряда и состояния поверхности электродов (изготавливаемых из исследуемых веществ), что требует применения специальных профилактических мероприятий. Поэтому в эмиссионном анализе применяются многие другие типы источников возбуждения спектров, например, высококачественный (индуктивный и емкостной) разряд без внутренних электродов. Введение в плазму этих разрядов исследуемых проб осуществляется путем продувки порошков, распыления растворов и т. д. При этом повышается точность анализа, а нижний предел определения малых количеств примесей понижается до  $10^{-10}$  %. При анализе чистых веществ, радиоактивных материалов, смесей газов, проведении изотопного анализа, спектрально-изотопного определения газов в металлах и твердых веществах все более широко применяются источники с голым катодом и безэлектронные сверхвысокочастотные (СВЧ) разряды, а также методы лазерной спектроскопии, в которой высокая монохроматичность излучения приводит к повышению эффективности возбуждения вещества (см. гл. 6).

Наряду с определением среднего состава проб часто необходимо проанализировать характер неоднородного распределения примесей в материалах, состав поверхностных пленок и т. д. В этих случаях применяются методы «локального» спектрального анализа, позволяющие исследовать очень малые части пробы при ее возбуждении искровым или импульсным дуговым разрядом в специальном режиме. И в этом случае весьма перспективно применение лазерных источников возбуждения; фокусированным лазерным пучком можно возбуждать участки с размерами порядка длины световой волны

(0,5 мкм и меньше). Для анализа газовых смесей ими заполняют разрядные трубки специальной конструкции; свечение возбуждается безэлектродным высокочастотным или СВЧ-разрядом. В микроэлектронике часто возникает задача аналитического исследования особо чистых металлов и полупроводниковых материалов. При этом обычно используется методы предварительного обогащения и накопления определенных примесей, что позволяет повысить чувствительность анализа и провести усреднение зачастую весьма неоднородного распределения примесей в материале. Относительная чувствительность таких комбинированных химико-спектральных методов достигает 10.

Важным методом при проведении спектрального анализа является выбор соответствующих случаев, например, когда состав пробы ориентировочно известен, достаточно использовать «спектроскопы» – приборы с небольшой разрешающей способностью и визуальной регистрацией. Например, простейший маркировочный анализ сплавов осуществляется с помощью «стилоскопов» или «стилометров», в которых наблюдается наиболее яркие линии соответствующие расшифровке спектров. Однако в большинстве случаев, когда состав пробы неизвестен, а содержание определяемых элементов мало, применяются фотографические или фотоэлектрические методы регистрации с помощью, соответственно, спектрографов и спектрометров с большой дисперсией и разрешающей способностью. С помощью специальных диафрагм, помещаемых перед входной щелью прибора, на фотопластинке одновременно регистрируется спектр исследуемого вещества и эталонный спектр («спектр сравнения»), длина волны для каждой из линий которого точно известны и занесены в специальные таблицы. Спектры сравнения содержатся также в специальных областях и на эталонных фотопластинках, прилагаемых к спектральному прибору конкретного типа. «Расшифровка» исследуемого спектра заключается в отыскании линий, которых нет в спектре сравнения, и определении соответствующих им длин волн, с последующим определением химической принадлежности этих линий с помощью упомянутых таблиц. Для определения неизвестных длин волн изменяется расстояние между рассматриваемой линией и ближайшими известными линиями спектра сравнения. Это измерение осуществляется с помощью измерительных микроскопов – «комператоров» или же линейкой на увеличенном примерно в 10 раз спектре в проекционном приборе – «спектропроекторе». Затем длина волны линии неизвестного элемента определяется обычным методом линейкой интерполяции. Разумеется, надежная расшифровка возможна лишь при хорошем качестве снятого спектра: линии должны быть прямыми, резкими, равномерными по почернению и т. п. Для объяснения такого качества необходимо придерживается ряда специальных правил работы со спектральными приборами, касающихся установленной ширины входной щели, обеспечения хорошей освещенности щели, тщательной фокусировки спектра объективом камеры и т. д. Успех спектрального анализа всегда в значительной мере зависит от опыта и квалификации инженера – спектроскописта и особенно

от соблюдения тщательности и аккуратности проведения всех необходимых операций. Преимуществом фотоэлектрической регистрации с помощью «спектрометров», в которых приемником вместо фотопластинки обычно служит фотоумножитель, соединенный с регистрирующим прибором, является, прежде всего, быстрота проведения анализа. С помощью фотоэлектрического спектрометра или «квантометра» анализ весьма сложного спектра занимает 1–3 мин. Один такой прибор в состоянии удовлетворять потребность аналитической лаборатории большого металлургического завода. Однако таким приборам присущи и определенные недостатки, обусловленные, прежде всего, необходимостью бороться с «шумами» фотоэлектрических приемников, имеющими различное происхождение, а также некоторыми затруднениями при расшифровке спектров. Поэтому в тех случаях, когда быстрота анализа не является определяющим требованием, следует отдавать предпочтение фотографической регистрации, особенно в научно-исследовательских лабораториях.

Значительные экспериментальные трудности часто приходится преодолевать при «количественном» спектральном анализе с целью определения концентрации компонентов в исследуемой пробе. Анализ основан на зависимости интенсивности линий спектра излучения от концентрации атомов соответствующего компонента. Эта зависимость носит сложный характер, который к тому же в значительной мере определяется условиями возбуждения спектра. Трудности количественного спектрального анализа обусловлены как сложным характером зависимости  $I(C)$ , так и сложностью проведения измерений «абсолютных» интенсивностей спектральных линий. На практике кривую  $I(C)$  обычно описываются электрическими выражениями Ламакина – Шейбе:

$$I = aC^b, \quad (5.86)$$

где  $a$ ,  $b$  – постоянные, зависящие от интенсивности спектральных линий и источника возбуждения. Очевидно, что для практического использования этой зависимости необходимо вначале построить «градуировочный график» по специально изготовленным «эталонным» пробам с известной концентрацией определяемых элементов. При этом возбуждение спектров исследуемого образца и эталонных проб должно производиться в идентичных условиях, в сам образец должен быть «однотипным» по отношению к этим пробам, т. е. иметь сходный химический состав. Даже при соблюдении всех этих условий проведение абсолютных измерений интенсивности вызывает серьезные затруднения, обусловленные необходимостью учета свойств приемников излучения. Например, при фотографической регистрации интенсивности линий определяются по почернению фотоэмульсии в соответствующих местах пластинки, которое определяется с помощью специальных приборов – «микрофотометров». Однако измерение величины почернения чрезвычайно сильно зависит от множества факторов – качества фотопластинки (например, от наличия на ней «засветки» – «вуали»), времени проявления и свойств проявления, режима микрофотометрирования и т. д. При измерении

интенсивностей с помощью фотоэлектрических приемников также возникают определенные трудности. Поэтому на практике, как правило, осуществляются не абсолютные, а относительные измерения интенсивностей спектральных линий. При этом интенсивность линий исследуемой примеси и интенсивность специальным образом выбранной «линии сравнения» измеряют в одних и тех же единицах и затем находят их отношения, которые можно выразить в виде:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{a_1}{a_2} C^{b_1-b_2} = AC^B \quad (5.87)$$

или

$$\log \frac{I_1}{I_2} = \log A + \log B. \quad (5.88)$$

График зависимости представляет собой прямую линию; с помощью «стандартных» проб строят «градуировочную прямую», по которой затем и определяют искомую концентрацию элемента в пробе. При тщательном соблюдении всех правил проведения этой процедуры можно довести погрешность количественного анализа до 1–2 %. При этом, однако, следует иметь в виду, что и при большей величине погрешности она все же значительно меньше, чем погрешность химических методов при исследовании малых концентраций примесей. С уменьшением концентрации погрешность химического анализа быстро возрастает до сотен процентов, поэтому в этих условиях всегда следует предпочесть спектральные методы анализа, не говоря уже о тех случаях, когда чувствительности химических методов вообще оказывается недостаточной для обнаружения исследуемой примеси.

Как уже упоминалось в гл. 4, атомный «адсорбционный» анализ – по спектрам поглощения – также значительно превосходит химические методы анализа по скорости и точности. При осуществлении такого анализа пробу вначале превращают в пар с помощью «атомизатора», которым может служить плазма высокочастотного или сверхвысокочастотного разряда, пламя и т. д. Затем через пар пропускается излучение от источника с дискретным атомным спектром, и изменяется ослабление интенсивности линий, по которому затем определяется концентрация исследуемого элемента. Метод характеризуется значительной простотой и «экспрессивностью»; затруднения могут возникнуть лишь в тех случаях, когда исследуемое вещество очень «богато» линиями поглощения, которые трудно разделить в спектре. В этих случаях применяются специальные технические приемы или же другие методы анализа. Одним из таких методов является – «атомно-флуоресцентный» спектральный анализ. «Атомизированные» пары исследуемой пробы облучаются источником резонансного излучения, и регистрируется «резонансная флюоресценция» атомов (см. ниже). Для некоторых элементов нижний предел обнаружения этим методом достигает  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  %.

Атомный спектральный анализ успешно используется для целей определения изотопного состава смесей. В спектрах некоторых элементов – водорода, гелия, урана и др. – имеются спектральные линии со световой структурой, которая сравнительно легко разрешается обычными



спектральными приборами. Поэтому изотопный состав проб этих элементов легко определяется по спектрам поглощения с применением источников, дающих тонкие спектральные линии излучения; к числу таких источников, широко применяющихся в спектроскопии высокой разрешающей силы, относятся лампы с полым катодом, высокочастотные и сверхвысокочастотные источники света и т. д. Для проведения изотопного спектрального анализа обычно необходимы приборы с предельно высокой разрешающей способностью, поскольку расстояние между компонентами осуществляется также по спектрам молекул путем измерения изотопического смещения молекулярных полос, которое может достигать значительной величины.

Спектральный анализ широко применяется в промышленности, сельском хозяйстве, геологии и других областях народного хозяйства и науки. О большом научном и практическом значении молекулярного спектрального анализа уже шла речь выше, в гл. 4. Остановимся еще на некоторых применениях «атомного» спектрального анализа. Значение этого метода за последние десятилетия резко возросло в связи с необходимостью анализа чистых и сверхчистых материалов в атомной (реакторной) технике, производстве чистых полупроводниковых материалов и изготовлении сверхпроводящих материалов. Методами атомного спектрального анализа в настоящее время выполняется около 80 % всех анализов в металлургии. Например, с помощью фотоэлектрических спектрометров – квантометров – проводят оперативный (в течение 2–3 мин) контроль в ходе плавки в мартеновском и конверторном производствах. В геологии и геологоразведке для оценки месторождений полезных ископаемых в аналитических лабораториях производится около 8 млн анализов в год. Атомный спектральный анализ применяется при решении различных вопросов, связанных с охраной окружающей среды и анализом почв, в криминалистике и медицине, геологии морского дна и исследовании состава геологических и археологических объектов и во многих других случаях.

Следует упомянуть еще о применении атомного спектрального анализа в области рентгеновского излучения («рентгеновский спектральный анализ»). Качественный анализ производится по длинам волн линий спектра характеристического излучения исследуемого образца (см. выше); количественный анализ осуществляется путем измерения интенсивностей этих линий. Важно, что, в отличие от описанных выше методов, рентгеновский спектральный анализ является «неразрушающим методом». Обычно на практике применяется анализ валового состава проб по их флуоресцентному рентгеновскому излучению. Точность такого анализа составляет от 0,3 % до 10 %. Концентрация образца определяется по «аналитическим графикам», которые могут быть построены различными способами. В методе «внешнего стандарта» аналитический график представляет собой зависимость интенсивности аналитической линии рентгеновского излучения от концентрации исследуемого элемента, так что анализ сводится к измерению интенсивности выбранной рентгеновской линии. В методе «внутреннего

стандарта» по оси ординат аналитического графика откладывается отношение интенсивностей линий определяемого элемента, добавленного в некотором количестве в пробу и занимающего соседнюю клетку в таблице Менделеева. В ряде случаев используется «метод добавок», в котором в пробу вводится известное количество определенного элемента и находится первоначальная концентрация определяемого элемента по изменению интенсивности его аналитической линии. В методе «стандарт-фона» по оси ординат аналитического графика откладывается отношение интенсивностей аналитической линии рентгеновской флюоресценции образца и близкой к ней линии первичного рентгеновского излучения, рассеянного пробой. Анализ валового состава этими методами применяется, например, на обогатительных фабриках цветной металлургии для контрольных и аналитических целей, на металлургических заводах – для маркировки сложных сплавов, контроля состава латуни в процессе плавки и т. п., на цементных заводах – для контроля состава цементно-сырьевых смесей. При исследовании процессов диффузии, кристаллизации, флуктуации состава сплавов и т. д. применяется «рентгеновский микроанализ» – локальный анализ малых участков пробы (до 3 мкм) по их рентгеновскому спектру.

Одним из разделов практической спектроскопии является «спектрофотометрия», предметом которой служит исследование оптических характеристик веществ в зависимости от длины волны. К основным характеристикам относятся излучательная способность вещества  $\varepsilon(r)$ , поглощенная способность  $\lambda$  и отражательная способность  $r(\lambda)$ ; соответственно различают эмиссионную, адсорбционную и отражательную спектрофотометрию. Излучательная способность обычно определяется путем сравнения световых потоков от исследуемого тела и эталонного источника света. Для измерения поглощающей способности сравнивают интенсивности света до и после прохождения слоя исследуемого вещества и определяют «пропускание»  $T(\lambda) = I/I_0$ , после чего на основании закона Бугера вычисляют

зависимость  $k(\lambda) = l/D(\lambda)$ , где  $D(\lambda) = \ln T(\lambda)$  – «оптическая плотность» вещества. При исследовании растворов с учетом закона Бугера это соотношение принимает вид  $k(\lambda) = Cl/D(\lambda)$ , где  $C$  – концентрация раствора.

Наконец, при определении отражательной способности сравнивают световые потоки, отраженные от исследуемой и эталонной поверхностей при освещении одним и тем же источником света. Таким образом, во всех этих случаях задача эксперимента сводится к сравнению интенсивностей двух световых потоков при различных длинах волн. Для этой цели служат спектрофотометры, в которых объединены функции фотометров и спектрометров. Обычно спектрофотометр действует по принципу «нулевых измерений» с автоматической регистрацией результатов измерений. Световой пучок от источника сплошного спектра направляется по двум каналам фотометра; в

одном из каналов помещен исследуемый образец, например, кювета с раствором, в другом – «оптический клин». Свет из обоих каналов с помощью зеркальных дисков – модуляторов – попеременно направляется в монохроматор, осуществляющий разложение света в спектр и его развертку – «сканирование» – во времени. На выходе монохроматора находится приемник, преобразующий световой сигнал в электрический. При наличии заметного поглощения в какой-либо области спектра баланс сигналов от двух каналов нарушается, и в сигнале приемника появляется переменная составляющая, которая затем усиливается и поступает на сервомотор, который перемещает оптический клин до тех пор, пока не будет вновь достигнут баланс каналов. Величина перемещения клина, пропорциональная поглощению света в исследуемом образце, регистрируется самописцем, диаграмма в котором имеет соответствующие шкалы. Развертка движения клина синхронизирована с разверткой спектра в монохроматоре, т. е. шкала времени является и шкалой длин волн. В результате, на диаграмме также фиксируется зависимость пропускания образца от длины волны. Существуют и другие системы спектрофотометров, в которых не используется нулевой метод измерений, однако область их применения ограничена. Существующие спектрофотометры обеспечивают проведение измерений в очень широком спектральном диапазоне – от ультрафиолетовой (105–200 нм) до далекой инфракрасной (200 мкм) области – с высокой точностью по  $T$  и  $\lambda$  (0,3–0,5 % и 5–10 %). Поэтому они очень широко применяются для целей качественного и количественного спектрального анализа в химических и биохимических лабораториях, в производственных условиях и в научно – исследовательской практике, а также, например, для исследования оптических свойств поверхностей, характеристик источников света, в теоретической спектроскопии и т. д.

Особой областью атомной и молекулярной спектроскопии является «вакуумная» спектроскопия («спектроскопия вакуумного ультрафиолета»), осуществляемая в области длин волн короче 200 нм (примерно до 5). В этой области (начиная примерно со 185 нм) кислород воздуха несколько сильно поглощает излучение даже в тонких слоях, что исследование спектров в обычном приборе, заполненном воздухом, становится невозможным. Необходимо полностью вакуумировать (до  $10^{-5}$  мм рт. ст. и ниже) всю оптическую систему, включая источник и приемник излучения и спектральный (диспергирующий) элемент, что сопряжено со значительными техническими затруднениями. Однако вакуумная ультрафиолетовая область (ВУФ) является чрезвычайно интересной для научных исследований. Здесь расположены спектры однократно и многократно ионизированных атомов, а также многих нейтральных молекул и молекулярных ионов (например, удастся наблюдать излучение 18–кратно ионизированных атомов меди), и их излучение важно для многих приложений спектроскопии. В частности, при этом получается информация об энергетических переходах в ионах, структуре спектров звезд и туманностей, что позволяет судить о природе протекающих в них физических процессов. Вакуумная спектроскопия оказалась ценным средством изучения

явлений, протекающих в высококультурной плазме, пробое газа и возникновении вакуумной искры, и т. д. Поэтому методы вакуумной спектроскопии интенсивно развивались и в настоящее время находятся на весьма высоком техническом уровне.

Ввиду отсутствия оптических материалов, прозрачных во всей области вакуумного ультрафиолета, в вакуумных спектральных приборах практически исключено применение окон, линз и призм. Существуют некоторые вакуумные приборы с призмами из  $LiF$  и  $CaF_2$ , которые, однако, могут применяться лишь до 110–125 нм и поэтому не получили широкого применения. Используются почти исключительно дифракционные спектральные приборы с вогнутыми отражательными дифракционными решетками, при которых отпадает необходимость в дополнительной системе фокусировки спектров. Однако при длинах волн короче 100 нм возникает новое затруднение, связанное с резким спадом коэффициента отражения при нормальном падении для всех материалов. Ввиду этого используются оптические схемы со скольльзящим падением света на дифракционную решетку; угол падения в некоторых приборах достигает  $89^\circ$ , что позволяет исследовать спектры до длин волн около 5 Å. При этом щель прибора, дифракционная решетка и регистрирующая фотопленка располагаются на так называемом «круге Роуланда» с радиусом в несколько метров, как показано на рисунке 5.15. В качестве источника часто

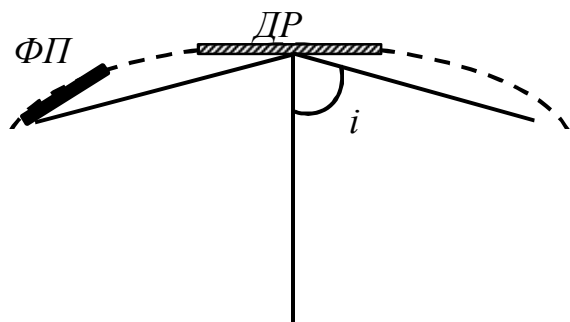


Рисунок 5.15

используется вакуумная («горячая») искра, работающая при напряжении около 50 кВ на искровом промежутке шириной около 1 мм и установленная в общей вакуумной камере прибора. При этом объем вакуумной камеры является значительным (несколько десятков л), что обуславливает необходимость применения мощных насосов с высокой скоростью откачки. Для

фотографирования спектров в вакуумной ультрафиолетовой области обычные фотоматериалы непригодны из-за сильного поглощения этого излучения желатиновой фотоэмульсией. Поэтому используются так называемые «шумановские» фотопластинки с малым содержанием желатина и повышенным содержанием бромистого серебра, а также «сенсibilизированные» пластинки, покрытые слоем масла, которое флюоресцирует под действием коротковолнового излучения и дает видимое излучение (или в ближней ультрафиолетовой области), которое может быть зарегистрировано обычной фотоэмульсией. В некоторых спектральных приборах приемниками излучения служат фотоумножители или счетчики, расположенные за выходной щелью вакуумного монохроматора. Приборы часто снабжаются специальными приспособлениями, позволяющими производить различные манипуляции внутри прибора, не нарушая в нем вакуум. Современные вакуумные спектрографы, например, ДФС-5 и ДФС-6, имеют рабочую область 200–6 нм,

при линейной дисперсии  $3 \text{ \AA/мм}$ , что позволяет производить разнообразные исследования в вакуумной ультрафиолетовой области спектра.

Метод астрономических исследований, основанный на спектральном анализе излучения небесных тел (а также межзвездной среды), называется «астроспектроскопией»; в настоящее время она образует хорошо разработанный раздел астрофизики.

Звездные спектры отличаются большим многообразием и дают обширную информацию о физическом состоянии материи на звездах. На основе астроскопических исследований была установлена газовая природа атмосферы солнца и туманностей. Анализ спектров звезд проводится с целью отождествления линий и определения химических элементов и соединений; почти все наблюдавшиеся линии в настоящее время уже идентифицированы. Многие из них являются «запрещенными» и не наблюдаются в спектрах «земных» источников; это — линии дважды ионизированного кислорода, ионизированных атомов азота, неона, серы и т. д. Они наблюдаются ввиду исключительной разреженности газов, например, в звездных туманностях. В спектре солнечной короны наблюдаются запрещенные линии многократно ионизированных атомов железа и кальция. В спектре «холодных» звезд, комет и атмосфере планет наблюдаются полосы простейших молекулярных соединений.

Развитие методов спектральных исследований легло в основу количественного анализа атмосфер Солнца, звезд и планет. В атмосферах звезд преобладающими элементами являются водород и гелий. Однако существуют звезды, на которых имеется большое количество углерода, азота, титана и других металлов. Данные астроспектроскопии позволяют вычислять плотности атмосфер Солнца и звезд, а также измерять их магнитные поля. В частности, обнаружены сильные магнитные поля в области солнечных пятен. Излучение непрерывных спектров излучения небесных тел позволяет точно измерять их температуру на основе законов излучения «черного» тела. По результатам измерения интенсивности линий поглощения на основе теории ионизационных состояний определяют степень ионизации звездных атмосфер и их температуру. По этим данным были обнаружены очень «горячие» звезды с температурой порядка  $10^5 \text{ К}$ ; обнаружены также очень «холодные» звезды с температурой около  $1\,500 \text{ К}$ , в излучении которых присутствуют «полосатые» молекулярные спектры. Излучение спектров излучения звезд позволило выделить спектральные классы звезд; их последовательность имеет вид:

$$\begin{array}{c}
 R - N \\
 | \\
 O - B - A - F - G - K - M . \\
 | \\
 S
 \end{array}
 \quad (5.89)$$

В спектре звезд классов  $O$  и  $B$  наблюдаются линии поглощения и излучения водорода, гелия, углерода, кислорода и др. В классе  $A$  линии водорода достигают максимальной интенсивности. В последующих классах

линии излучения водорода ослабевают, а линии металлов усиливаются. В звездах класса  $G$  выделяются линии ионизированного кальция, а класса  $M$  – полосы окиси титана. Спектры звезд  $R — N$  содержат интенсивные полосы соединений углерода, а  $S$  – циркония. Спектральная последовательность (5.89) является также и «цветовой»: звезды классов  $O — B$  – «голубые»,  $A — F$  – белые,  $G$  – желтые,  $K$  – оранжевые,  $M, R, N, S$  – красные. Температура поверхности звезд изменяется примерно от 30 000 К в классе  $O$  до 3 000 К в классе  $M$ ; при этом максимум интенсивности непрерывного спектра у голубых и белых звезд попадает в УФ-область спектра. По мере перехода от «холодных» к «горячим» классам закономерно изменяется характер спектра – линии нейтральных атомов ослабевают, а ионизированных – усиливаются. Точные отождествления спектральных классов звезд проводятся по фотоснимкам и фотоэлектрическим записям спектров.

По данным астроспектроскопии определяются истинные светимости звезд, т. е. их «абсолютные звездные величины», а затем путем сравнения с «видимыми» звездными величинами вычисляются расстояния до звезд. Кинематика звездных систем также изучается с привлечением астроспектроскопических измерений лучевых скоростей звезд. Такие исследования позволили, в частности, открыть пульсации «переменных» звезд (блеск которых обнаруживает закономерные периодические изменения), а также так называемых «двойных» звезд. По спектральным данным определяются элементы орбит компонентов двойных звезд и их массы. Исследования спектров далеких звезд и галактик важны для развития современной космологии. Так, в спектрах плотных горячих звезд – «белых карликов» – наблюдается смещение спектральных линий, согласующееся с предсказаниями общей теории относительности. В спектрах галактик обнаружено «красное смещение» спектральных линий к длинноволновому краю, возрастающее с увеличением расстояния («закон Хаббла») до галактики. Этот эффект свидетельствует о нестационарности Вселенной в целом, и имеет большое значение для построения космологических моделей, также в соответствии с общей теорией относительности (теории тяготения).

Различные спектральные методы широко используются при излучении Солнца. Так, с помощью спектрорегистратора исследуется распределение лучевых скоростей одновременно над всей поверхностью Солнца. Спектрогелиографы и спектрогелиоскопы используются для фотографирования и визуального наблюдения диска Солнца в свете отдельных спектральных линий; это позволяет изучать распределение холодных горячих слоев соответствующего газообразного элемента.

Для проведения всех этих исследований используются специальные спектральные приборы – «астроспектрографы»; они устанавливаются в фокусе телескопа таким образом, чтобы действительное изображение наблюдаемой звезды, планеты или туманности падало на входную щель спектрографа. Обычно наблюдаемые спектры регистрируются на фотопластинке, причем для регистрации весьма слабых светил необходимы зачастую весьма длинные

экспозиции – минуты и часы. Поскольку за это время видимое положение светила на небе изменяется, то прибор поворачивается специальным точным механизмом, сохраняя требуемую ориентацию; при этом конструкция системы телескоп – спектрограф должна быть предельно жесткой. Поскольку весьма малые измерения температуры прибора (на  $0,1^{\circ}\text{C}$ ) может вызвать смещение спектральной линии, искажающей результат астроспектроскопического исследования (например, ошибка в определении лучевых скоростей может достигнуть  $5\text{ км/с}$ ), то астроспектрограф термостатируется с высокой стабильностью. Дисперсия этих спектральных приборов составляет  $1\text{--}10\text{ нм/мм}$ ; при исследовании слабых небесных объектов используются приборы с дисперсией от  $50\text{ нм/мм}$  до  $200\text{ нм/мм}$ , а в отдельных случаях – до  $1\,000\text{ нм/мм}$ . При фотографировании очень слабых объектов спектральный прибор устанавливают непосредственно в фокусе телескопа, что позволяет устранить блок входной щели, на которой имеются неизбежные потери. В «безщелевом» спектрографе можно фотографировать спектры одновременно нескольких небесных объектов; обычно приборы имеют дисперсию  $15\text{--}20\text{ нм/м}$ . Вследствие динамической неоднородности земной атмосферы изображения объектов в таком спектрографе размываются, поэтому эти приборы обычно используют лишь для изучения непрерывного спектра небесных объектов. В так называемых «призменных камерах» также осуществляется одновременная регистрация спектров многих звезд в фокальной плоскости объектива камеры; в качестве диспергирующего элемента при этом обычно используются призмы «прямого зрения» или же простые трехгранные призмы с преломляющим углом до  $60^{\circ}$ . Призменные камеры отличаются большой светосилой, но пониженной разрешающей способностью по сравнению со щелевыми спектрографами. В так называемых «небулярных» спектрографах отсутствует линза – коллиматор; щель, расположенная далеко (на десятки метров) от диспергирующего элемента (призмы или дифракционной решетки), выделяет свет от сравнительно малого участка неба. Входная щель делается широкой – до  $1\,000\text{ мм}$ . Из входного зрачка объектива камеры через диспергирующую систему и щель наблюдается весь исследуемый участок неба. Фон неба, который является помехой при исследовании, например, спектров газовых туманностей, разлагается в редкий линейчатый спектр, состоящий из малого числа линий на слабом непрерывном фоне; при этом контраст между исследуемым спектром и фоном усиливается в  $100$  и более раз, что является существенным преимуществом небулярного спектрографа. При излучении очень яркого спектра Солнца можно использовать весьма длиннофокусные (с малой светосилой) спектрографы с очень высокой дисперсией – до  $0,01\text{ нм/мм}$ . Для облегчения последующей «рашифровки» спектров небесных объектов в прибор вводится излучение от «эталонного» лабораторного источника, дающего хорошо известный «спектр сравнения», что позволяет точно определить длины волн, соответствующие зарегистрированным линиям.

Для количественного исследования распределения энергии в спектрах небесных тел в принципе можно использовать описанный фотографический

метод регистрации с последующим фотометрированием почернения на пластинках. Однако по ряду причин (прежде всего для обеспечения большой точности) более удобно использовать для этой цели фотоэлектрический метод регистрации, что осуществляется в специальных приборах – астроспектрофотометрах. Помимо определения освещенности, даваемой исследуемым объектом в определенном интервале (в абсолютных или относительных единицах), эти приборы используются также для определения профилей (контуров) или ширины отдельных спектральных линий. При исследовании ярких источников в качестве приемников излучения часто используются неселективные приемники – болометры и термоэлементы (действие этих приборов описано в т. II курса). В ограниченных спектральных интервалах используются селективные приемники, чаще всего фотоэлектронные умножители. При относительных измерениях исследуемый спектр сопоставляется со «спектром сравнения» от эталонного источника («спектрофотометрического стандарта»). При абсолютных спектральных измерениях используются источники с известной (калиброванной) спектральной чувствительностью. В качестве «стандарта» используются лабораторные источники, например, «ленточная лампа накаливания», водородная газоразрядная лампа («водородная дуга»), модель «абсолютного черного тела» и т. п., или же одна из немногих «стандартных звезд» (например, Вега – «альфа» Лиры) с хорошо изученным спектром. Фотоэлектрический способ регистрации позволяет существенно повысить точность астроспектрофотометрии – до 1–2 %, в отличие от 10–15 % в фотометрическом методе регистрации. Дальнейшему повышению точности препятствует в основном искажающее действие земной атмосферы. В связи с этим большие перспективы открывают возможность проведения астроспектроскопических исследований с помощью приборов, установленных на космических кораблях и орбитальных космических станциях, где вредное влияние атмосферы отсутствует. Поэтому по мере дальнейшего освоения космоса следует ожидать значительный прогресс в исследовании спектров свечения далеких небесных объектов.

Отметим еще, что с помощью астроспектрографов можно решать также и задачи астрометрии, т. е. точного определения положения светил на небесной сфере. Обычно, однако, эти задачи решаются с помощью «телескопов – астрографов», специально приспособленных для регистрации положения звезд и планет на фотопленке. Во время экспозиции астрограф при помощи часового механизма «ведется» за звездами, перемещающимися по небесной сфере вследствие ее суточного вращения. Точность методов астрофотографии определяется чувствительностью и разрешающей способностью применяемых фотоэмульсий. Смещение фотографических изображений в процессах проявления, фиксирования и сушки обычно не превышает 2 мкм. С помощью современных методов астрофотографии обнаруживаются чрезвычайно удаленные от нас небесные объекты (порядка  $10^3$  парсек,  $1 \text{ пс} = 3 \times 10^{13} \text{ км}$ ), что очень важно для развития космологических представлений.



## ГЛАВА 6 ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ

### 6.1 Принципы квантовой электроники

Квантовая электроника является одной из наиболее молодых и в то же время наиболее перспективной с точки зрения практического применения областей прикладной физики. Вначале были созданы молекулярные генераторы и усилители, работающие в сверхвысокочастотном радиодиапазоне («мазеры»), которые нашли многочисленное применение в радиоастрономии, технике сверхдальней и космической связи в качестве сверхчувствительных радиоусилителей, а также в метрологии и службе времени в качестве квантовых (часов). Затем был быстро освоен оптический диапазон, в котором были созданы мощные источники когерентного излучения – лазеры (оптические квантовые генераторы – ОКГ и усилители – ОКУ). Лазерное излучение благодаря своим уникальным свойствам быстро нашло многочисленное применение в технике, медицине, связи и других областях. Было также установлено, что взаимодействие лазерного излучения с веществом обладает рядом весьма специфических особенностей по сравнению с «обычным» излучением. Исследование этих явлений привело к созданию новой области оптики – «нелинейной оптики», также имеющей большие перспективы практического внедрения. Знакомство с основами квантовой электроники совершенно необходимо каждому современному инженеру. Следует, однако, заметить, что теоретические основы и соответствующий математический аппарат квантовой электроники довольно сложны для усвоения и требуют самостоятельного изучения. Поэтому в этой главе мы остановимся лишь на основных принципах квантовой электроники и их использовании в практических приложениях. Более подробное ознакомление с достижениями квантовой электроники можно получить путем изучения специальной литературы, а также обширной периодической научно-технической литературы.

В основе квантовой электроники лежит идея использования упомянутого выше «индуцированного излучения» атомов, возникающего в результате согласованного по частоте, фазе и направлению – «когерентного» испускания квантов электромагнитного излучения огромным количеством атомов (молекул) под воздействием внешнего электромагнитного поля. Это излучение может быть вызвано в широком диапазоне длин волн – от ультрафиолетовой до радиоволновой области электромагнитного спектра. Индуцированное излучение является существенно квантовомеханическим эффектом, поэтому соответствующие электронные устройства называются «квантовыми»; «обычные» или «классические» электронные приборы обычно используют «свободное» движение электронов в вакууме, которое с достаточной точностью описывается законами «классической» механики.

Квантовые электронные приборы, работающие в радиодиапазоне, при  $\lambda > 1$  мм («мазеры»), и в оптическом диапазоне, при  $\lambda < 1$  мм («лазеры»), обладают специфическими особенностями. Основным преимуществом мазеров (усилителей и генераторов) является исключительно высокая стабильность частоты испускаемых электромагнитных волн, что используется для точного измерения частоты и времени. На основе квантовых эталонов частоты были созданы атомные и молекулярные часы, суточное изменение периода которых («суточный уход») не превышает  $10^{-8}$  с, т. е. на два – три порядка меньше по сравнению с традиционными «кварцевыми» эталонами частоты, действие которых основано на пьезоэлектрическом эффекте (см. т. II). Квантовые парамагнитные усилители работают в СВЧ диапазоне – от 1 см до 50 см – и отличаются от ламповых и полупроводниковых усилителей исключительно высокой чувствительностью, что обуславливает их применение в радиоастрономии и космической радиолокации. Излучение оптических квантовых генераторов-лазеров (ОКГ) отличается по сравнению с традиционными источниками света высокой степенью монохроматичности (т. е. опять-таки стабильностью частоты излучения, острой направленностью и большой мощностью излучения). Мощность излучения импульсного рубинового лазера при диаметре луча 1 мм достигает  $10^{11}$  Вт при длительности импульса порядка  $10^{-11}$  с. Излучение может быть сфокусировано на площади порядка  $10^{-7}$  см<sup>2</sup>; это позволяет использовать лазерный луч для обработки материалов, проведения сложных хирургических операций, в биологических исследованиях и т. д. Лазеры непрерывного действия дают излучение с мощностью от долей Вт до десятков кВт, однако показатели монохроматичности и направленности их излучения еще выше. Поэтому они могут использоваться в системах связи (как в Земных, так и в космических условиях), причем особенностью лазерной связи является огромная «информационная емкость» светового канала (из-за высокой частоты оптического излучения), что позволяет осуществлять одновременно передачу множества телевизионных программ, телефонных разговоров и т. д.

При взаимодействии мощного электромагнитного излучения с веществом возникают качественно новые – «нелинейные» – оптические эффекты. Обычно при переходе света из одной среды в другую изменяется длина волны ( $\lambda = \lambda_0/n$  в веществе), а частота световых колебаний остается неизменной; в этом заключается основной принцип обычной «линейной» оптики, законы которой математически выражаются линейными уравнениями. В «лазерном» свете напряженность электрического поля волны может превышать  $10^8$  В/м; при этом частота колебаний уже не сохраняется, а уравнения распространения волны становятся нелинейными, что приводит, например, к удвоению частоты излучения лазерного луча в прозрачной среде и другим необычным эффектам. Изменение частоты лазерного излучения в среде имеет большие перспективы практического применения, в частности, в биологии, химии, связи и т. д. (лазеры с «перестройкой» частоты). Многочисленные применения лазерной техники будут коротко перечислены в конце этой главы.

Рассмотрим теперь физические принципы квантовой электроники. Излучение и поглощение электрических волн атомами и молекулами происходит в результате квантовых переходов между дискретными энергетическими уровнями электронов вещества. Между двумя уровнями  $n$  и  $m$  ( $n > m$ ) с энергиями  $E_n$  и  $E_m$  могут происходить переходы трех типов; им соответствует одна и та же частота  $\nu_{nm} = \nu_{mn} = (E_n - E_m)/h$ . При переходе  $m \rightarrow n$  атом поглощает квант света частоты  $\nu_{nm}$  и переходит в более высокое возбужденное состояние. Обратный переход  $n \rightarrow m$  может происходить самопроизвольно («спонтанно») или вынужденно («индуцированно») – под воздействием внешней электромагнитной волны с соответствующей частотой. Особенностью спонтанных переходов является их случайный и независимый характер, т. е. излучение отдельных атомов не согласовано по фазе, направлению и состоянию поляризации, т. е. является «некогерентным». Степень монохроматичности излучения также не высока (оценка ширины спектральных линий была приведена в п. 5.1). Особенностью вынужденного излучения при воздействии на возбужденный атом «первичного» фотона с частотой  $\nu_{nm}$  является то, что испускаемый при этом «вторичный» фотон не отличим от первичного: он имеет ту же частоту фазы, направление распространения и состояние поляризации. Вероятности поглощения, спонтанного испускания и индуцированного испускания находятся в определенной количественной взаимосвязи.

Рассмотрим теперь некоторое гипотетическое вещество («среду»), атомы которого могут находиться только в двух энергетических состояниях –  $E_2$  и  $E_1$ ,  $E_2 > E_1$ . Число атомов в единице объема, находящихся в том или ином состоянии – «концентрации» атомов, – называется «населенностью» уровня –  $N_1$  и  $N_2$ , соответственно. Если  $N_2 > N_1$ , то среда называется «активной». При прохождении через активную среду электромагнитной волны с частотой  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  она будет усиливаться за счет индуцированного излучения, преобладающего над процессом ослабления волны за счет поглощения атомами с  $N_1 < N_2$ . В этих условиях будет иметь место «лавинное размножение» фотонов в среде. При этом скорость нарастания интенсивности волны будет пропорциональна самой интенсивности в данной области пространства, т. е. общему числу фотонов («первичных» и «вторичных») в этой области. Соответствующий расчет показывает, что в этом случае интенсивность  $I$  волны будет нарастать с величиной пройденного в среде пути  $z$  по экспоненциальному закону ( $I_0$  – интенсивность падающей волны):

$$I = I_0 \exp(\alpha z). \quad (6.1)$$

Величина  $\alpha$  называется «коэффициентом квантового усиления» активной среды; ее смысл заключается в том, что после прохождения пути  $z = 1/\alpha$  интенсивность волны возрастает в  $e$  раз. Однако в «естественных» условиях всегда имеет место большая заселенность нижних энергетических уровней атомов среды по сравнению с верхними ( $N_2 < N_1$ ). В связи с этим описанный эффект усиления за счет вынужденного испускания обычно перекрывается ослаблением интенсивности из-за поглощения квантов с переходами атомов

«вверх» ( $1 \rightarrow 2$ ). Поэтому обычно и наблюдается «поглощение», т. е. ослабление световой волны в веществе. Отсюда следует, что для проявления эффекта квантового усиления электромагнитного излучения в веществе необходимо каким-либо искусственным способом создать «инверсную» (обращенную) систему энергетических уровней атомов, при котором  $N_2 > N_1$ , т. е. «активное» состояние среды. Реально достижимый коэффициент усиления активной среды  $\alpha$  зависит от разности населенностей уровней  $N_2 - N_1$  и вероятности вынужденных переходов между ними  $W$ . При населенности  $N_1$  уровня  $E_1$  и  $N_2$  уровня  $E_2$  в единицу времени происходит  $N_1 W$  переходов «вверх» и  $W N_2$  переходов «вниз» (вероятности вынужденных переходов вверх и вниз, т. е. с поглощением и излучением, одинаковы). При переходе «вверх» энергия электромагнитного излучения уменьшается на  $h\nu = E_2 - E_1$ , а при переходе «вниз» увеличивается на ту же величину. Поэтому результирующее увеличение интенсивности волны равно  $Wh\nu\Delta N = h\nu W(N_2 - N_1)$ . Отсюда следует, что  $\alpha = W\Delta N$  (величина  $\Delta N$  называется «числом активных частиц»). В результате расчета вероятности перехода  $W$  методами квантовой механики получается следующее приближенное выражение для коэффициента усиления  $\alpha$ :

$$\alpha \cong \frac{16\pi^2}{hc} \frac{\nu}{\Delta\nu} d^2 \Delta N. \quad (6.2)$$

Здесь  $d$  – «дипольный момент» соответствующего атомного перехода, зависящий от среднего расстояния между ядром атома и электроном в момент перехода, т. е. от рода атома;  $\Delta\nu$  – ширина спектральной линии, соответствующей переходу.

Таким образом, для усиления света в среде необходимо наличие по крайней мере двух уровней с энергиями  $E_1$  и  $E_2 > E_1$  при наличии «инверсной населенности» этих уровней ( $N_2 > N_1$ ). Однако это необходимое условие усиления не является достаточным, поскольку в реальных средах всегда имеются источники дополнительного ослабления интенсивности света, не связанные с переходами между «рабочими уровнями»  $E_2$  и  $E_1$  – источники «потерь» электромагнитной энергии (например, неоднородности кристаллической структуры, рассеивающее излучение). Кроме того, реальные атомы имеют, конечно, не два, а большее количество энергетических уровней, для которых инверсная населенность может и не иметь место. В результате происходит ослабление интенсивности световой волны в соответствии с законом Бугера – в  $e^{-\beta z}$  раз, где  $\beta$  – суммарный коэффициент ослабления излучения. Таким образом, результирующая интенсивность электромагнитной волны после прохождения расстояния  $z$  через активную среду будет равна

$$I = I_0 \exp[(\alpha - \beta)z]. \quad (6.3)$$

Следовательно, еще одним условием достижения квантового усиления в среде является преобладание усиления за счет индуцированного излучения над ослаблением за счет различного рода потерь энергии излучения ( $\alpha > \beta$ ).

Однако обычными методами обеспечить выполнение этого условия очень затруднительно. Например, коэффициент усиления рубина даже при благоприятных условиях не превышает  $10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ; таким образом, для усиления

интенсивности проходящей волны, например, в 100 раз, необходимо взять кристалл с минимальной длиной  $L = \frac{\log 100}{10^{-2} \ln e} \approx 5$  м, что, разумеется, технически сложно осуществить. Поэтому на практике для увеличения «эффективной длины» пути луча в «усиливающей» среде применяется принцип «обратной связи», уже давно применяющейся в радиотехнике: часть усиленного сигнала возвращается на вход усилителя, где он повторно усиливается и т. д. Такая связь называется «положительной» обратной связью. Известно, что если при этом достигаемое усиление превысит ослабление за счет суммарных потерь в усилителе и в цепи обратной связи, то произойдет «самовозбуждение» усилителя, т. е. его превращение в «генератор»: происходит генерация колебаний независимо от подачи сигнала на вход усилителя. В этом заключается принцип действия широко распространенных в радиотехнике «генераторов с самовозбуждением».

Обратная связь в ОКГ (в оптическом диапазоне) может быть создана следующим образом. Кристалл рубина или трубка с газовым разрядом помещаются между двумя параллельными зеркалами, разделенными расстоянием (такая система образует «Фабри – Перо», см. гл. 2). Свет, прошедший через активную среду, усиливается в  $e^{a^2}$  раз; после отражения от зеркала он вновь проходит среду и усиливается еще в  $e^{a^2}$  раз, и т. д. При достаточно хорошей отражательной способности зеркала такой системы, называемой «открытым резонатором», усиление света при многократном прохождении между зеркалами может стать весьма значительным. Поэтому даже при отсутствии сигнала на входе собственное «случайное» излучение среды  $D$  (например, за счет спонтанных переходов) может настолько усилиться, что произойдет «лазерная генерация» излучения. Мощность излучения генератора, разумеется, не может возрастать неограниченно. При вынужденных переходах количество  $A$  «активных» атомов уменьшается; попадая на нижние уровни, атомы поглощают излучение, что приводит к ослаблению мощности. Поэтому при отсутствии непрерывного восстановления каким-либо способом инверсной населенности, неизбежно наступает «насыщение», т. е. выравнивание населенности уровней.

При этом инверсная населенность исчезает, и усиление прекращается. Таким образом, чем больше заданное усиление, тем более мощным должен быть источник «накачки», поддерживающий инверсную населенность уровней активной среды. Указанный эффект «насыщения» ограничивает достижимое усиление в квантовых усилителях и амплитуду излучения квантовых генераторов. С другой стороны, этот эффект имеет и полезные применения, например, для создания инверсии населенностей в трехуровневой системе (см. ниже), и в других целях в лазерной технике.

Наличие системы обратной связи вносит дополнительные потери излучения и сказывается на условиях возникновения лазерной генерации. Качество зеркал резонатора характеризуется их коэффициентом отражения  $R$  – отношение интенсивности отраженного ( $I_R$ ) и падающего ( $I_0$ ) света; у хороших

металлических зеркал  $R$  достигает 99 %. При каждом отражении теряется часть интенсивности  $I_0 - I_R = I_0(1 - R)$ . Принимая для упрощения, что это ослабление происходит не скачком (на поверхности зеркала), а равномерно на всем пути  $L$  между зеркалами, можно ввести «эквивалентный коэффициент поглощения»  $\beta_R$ , обусловленный наличием зеркала:

$$\beta_R = \frac{1-R}{L}. \quad (6.4)$$

Тогда интенсивность волны, прошедшей путь  $Z$ , определяется выражением (с учетом усиления и потерь мощности в среде):

$$I(z) = I_0 \exp[\alpha - (\beta + \beta_R)]z. \quad (6.5)$$

Указанное выше условие получения квантовой генерации ( $\alpha > \beta$ ) теперь принимает вид:

$$\alpha > \beta + \beta_R = \beta + \frac{1-R}{L}. \quad (6.6)$$

Величина  $Z$  равна  $ct$ , где  $t$  – время от момента «зарождения» излучения (в результате спонтанного перехода). Если  $\alpha > \beta_R + \beta$ , то интенсивность излучения будет нарастать со временем до тех пор, пока не наступит насыщение, и  $\alpha$  уменьшится до величины  $\beta_R + \beta$ .

При  $R = 0,99$  и  $L = 100$  см коэффициент усиления  $\alpha$  должен, во всяком случае, превышать  $\beta_R = 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  (при отсутствии потерь в среде). Для исследования и использования лазерного излучения его нужно каким-либо способом вывести из резонатора. Для этой цели одно из зеркал системы делается полупрозрачным, что приводит к появлению дополнительных потерь на излучение  $\beta_2$ . В итоге условие квантовой генерации принимает вид:

$$\alpha > \beta + \frac{1-R}{L} + \beta_R. \quad (6.7)$$

Используя формулы (6.2) и (6.7), можно вычислить минимальное число активных частиц  $\Delta N = N_2 - N_1$ , необходимое для возникновения лазерной генерации:

$$\Delta N = \left( \beta + \beta_R + \frac{1-R}{L} \right) / \left( \frac{16\pi^2}{hc} \frac{v^2}{\Delta v} \alpha^2 \right). \quad (6.8)$$

Чем меньше  $R$  зеркал и чем больше потери в веществе  $\beta$ , тем больше должно быть число активных частиц. Величина  $\Delta N$  зависит также от рода атомов, которыми определяются величины  $\alpha$ ,  $v$  и  $\Delta v$ . Удовлетворение условия (6.8) является трудной задачей.

Изложенные принципы генерации применимы и к квантовым генераторам радиоволн (в сантиметровом диапазоне). Спецификой работы в этой области то, что длина волны при этом оказывается соизмеримой с размерами активной среды. Поэтому вместо «открытого» резонатора – системы зеркал – используется «объемный» резонатор – замкнутая полость с хорошо отражающими радиоволны проводящими стеклами.

Потери энергии в основном обусловлены вихревыми токами, индуцируемыми в стеклах полости переменным электромагнитным полем

радиоволн. Особенностью объемного резонатора является то, что в нем могут усиливаться или возбуждаться волны только с определенными «собственными» и «резонансными» частотами  $\nu_p$ , зависящими от геометрии резонатора. Формула (6.8) для этих частот сохраняет силу, причем роль  $L$  играет характерный размер резонатора, а  $R$  – величина различного рода энергетических потерь. Ввод и вывод излучения осуществляется с помощью известных радиотехнических устройств для СВЧ-диапазона – волноводов, линий и т. д.

Таким образом, решающим условием работы квантового усилителя или генератора является создание достаточной концентрации активных атомов, т. е. инверсной населенности в среде. Рассмотрим этот вопрос более подробно. Согласно «классической статистике» (см. т. I), в состоянии термодинамического равновесия населенность различных энергетических уровней подчиняется «распределению Больцмана»:

$$N_n = C \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right), \quad (6.9)$$

где  $C$  – константа, зависящая от общего числа частиц в единице объема («статистическая сумма»),  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж;  $k$  – постоянная Больцмана. Из этой формулы видно, что населенности уровней быстро уменьшаются с ростом их энергии («прямая» населенность). С повышением температуры населенность возбужденных уровней возрастает, но общий характер распределения сохраняется. Именно поэтому «неактивное» вещество поглощает, а не усиливает электромагнитное излучение. Для создания «активного» состояния вещества необходимо нарушить его термодинамическое равновесие коренным образом, что вызывает его активное «противодействие». При отклонении от термодинамического равновесия в веществе протекают различные процессы «релаксации», стремящиеся вернуть вещество в равновесное состояние. Трудности при создании квантовых электронных приборов были обусловлены в первую очередь необходимостью преодоления этих «релаксационных» тенденций.

В качестве примера «релаксирующей» системы рассмотрим газ при некоторой температуре  $T_1$ ; в равновесном состоянии населенности уровней описываются распределением Больцмана

$$N_1 = C \exp\left(-\frac{E_n}{kT_1}\right). \quad (6.10)$$

Пусть каким-либо способом, например путем адиабатического расширения, температура газа была понижена до  $T_2$ . В течение некоторого времени будет существовать неравновесное состояние, в котором концентрация атомов в верхних состояниях больше, чем «полагается» по формуле (6.9) при  $T = T_2$ . Однако молекулы непрерывно обмениваются энергией при столкновениях; в частности, при «соударениях 2-го рода» часть внутренней энергии возбуждения переходит в кинетическую энергию частиц. При нарушении термодинамического равновесия число таких столкновений возрастет, и в газе начнет устанавливаться новое термодинамическое

равновесие. Через некоторое характерное «время релаксации» распределение атомов по возбужденным уровням установится в соответствии с формулой

$$N_2 = C \exp\left(-\frac{E_n}{kT_2}\right). \quad (6.11)$$

Несложный расчет показывает, что время релаксации в газе составляет несколько секунд (при небольших объемах газа). В твердом теле такая релаксация наступит еще быстрее ввиду интенсивного обмена энергией между атомами в узлах кристаллической решетки.

Отношение населенности уровней с энергиями  $E_2$  и  $E_1 < E_2$ , в соответствии с (6.9), равно:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left[-(E_2 - E_1)/kT\right] = \exp\left(-h\nu_{21}/kT\right). \quad (6.12)$$

Отсюда можно выразить температуру среды:

$$T = \frac{\frac{h\nu_{21}}{kT}}{\ln \frac{N_1}{N_2}}. \quad (6.13)$$

При равновесии  $N_2 < N_1$ ,  $N_1/N_2 > 1$ ,  $\ln \frac{N_1}{N_2} > 0$ , и  $T > 0$ . Если же равновесие в системе нарушено, то в место (6.13) можно написать формальное соотношение:

$$T_{21} = \frac{\frac{h\nu_{21}}{kT}}{\ln \frac{N_1}{N_2}}. \quad (6.14)$$

Величина  $T_{21}$  характеризует отношение населенности уровней  $N_1/N_2$  и при произвольном распределении атомов по уровням никак не связана с температурой среды  $T$  в целом. Если создана инверсная населенность, то  $N_1/N_2 < 1$ ,  $\ln \frac{N_1}{N_2} < 0$ , и  $T_{21} < 0$ , т. е. температура перехода оказывается отрицательной; при  $N_1 = 0$   $T_{21} = -0$ , при  $N_2 = 0$ ,  $T_{21} = +0$ . Идеальный случай в смысле создания инверсной населенности – это «минус – нулевая» температура, при которой нижний уровень ( $E_1$ ) совершенно «пуст». На практике такой случай неосуществим, однако к нему можно приблизиться различными способами.

Одним из методов создания инверсии населенности является использование в качестве рабочего вещества атомных или молекулярных пучков практически не взаимодействующих частиц. В первом молекулярном квантовом генераторе «рабочей средой» был пучок молекул аммиака, пролетавших через объемный резонатор. Специальное сортирующее устройство, в котором создавалось неоднородное электрическое поле, удаляло из пучка молекул, вышедшего из источника, частицы с энергией  $E_1$  (нижнего уровня рабочего перехода). Остальные частицы пучка с энергией верхнего уровня  $E_2$  возбуждали в резонаторе электромагнитные колебания за счет вынужденных переходов «вниз» на уровень  $E_1$ , с рабочей частотой  $\nu$ .



Особенностью подобных систем является очень высокая монохроматичность излучения, поскольку ввиду отсутствия взаимодействия между частицами пучка ширина спектральных линий очень мала и определяется только временем пролета молекул через резонатор (несколько секунд). Это позволяет использовать «пучковые» молекулярные генераторы в квантовых стандартах частоты и времени. Другие возможности их применения определены малой интенсивностью вынужденного излучения ввиду малой концентрации частиц в пучке.

Значительно большие концентрации «рабочих частиц» достигаются в газах, «примесных» системах (например, примесных частиц хрома в рубине) и полупроводниках. Инверсия населенностей в этих системах обычно создается «методом накачки», с использованием мощного вспомогательного источника излучения. Резонансное излучение с частотой «рабочего перехода»  $\nu$  вызывает вынужденные переходы, нарушающие равновесное распределение частиц по уровням. Если  $W$  – вероятность вынужденного перехода одной частицы в 1 времени, то число переходов «вверх» и «вниз» в 1 времени равно  $WN_1$  и  $WN_2$ , соответственно. До облучения концентрация  $N_1$  была больше  $N_2$ , поэтому число переходов «вверх» в 1 времени будет больше, чем вниз, и концентрация  $N_2$  возрастает до тех пор, пока не сравняется с  $N_1$ ; разность населенностей становится равной нулю, а вещество – «прозрачным» для излучения с частотой перехода  $\nu$  («насыщение» перехода). Инверсию населенностей в системе с двумя рабочими уровнями создать нельзя, однако это можно осуществить в системе с 3 и более уровнями. Возьмем трехуровневую систему ( $E_1, E_2, E_3$  в порядке возрастания) и направим на систему интенсивное излучение «накачки» с частотой  $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$ . Если вынужденные переходы между уровнями 1 и 3 происходят чаще, чем «релаксационные» переходы, то населенность верхнего уровня  $N_3$  будет возрастать за счет уменьшения населенности нижнего уровня  $N_1$  вплоть до насыщения перехода 1–3. Если релаксационные переходы между уровнями 2 и 3 происходят чаще, чем между 1 и 2, то в результате накачки происходит накопление частиц на уровне  $E_2$ , причем  $N_2$  может превысить  $N_1$ . Тогда на уровнях 1 и 2 возникает инверсия населенностей, и на частотах  $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$  «рабочего перехода» 1–2 возможны усиление и генерация за счет вынужденных переходов 2–1. Если же релаксационные процессы сильнее сказываются на переходе 2–3, то частицы будут накапливаться на уровнях  $E_1$  и  $E_3$ , и  $N_3$  может превысить  $N_2$ . Тогда «рабочим переходом» становится 3–2, и усиление и генерация происходят на частотах  $\nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$ .

Метод накачки применяется, в частности, в парамагнитных квантовых усилителях в сантиметровом диапазоне (рабочие частицы – ионы хрома в рубине) и в твердотельных лазерах. Частота накачки должна быть больше «рабочей» частоты усиления, поэтому усилители для длин волн  $\lambda < 2$  мм пока

не созданы из-за отсутствия подходящих генераторов накачки. Перспективным в этом направлении является использование в качестве источников накачки импульсных лазеров.

Другой способ создания инверсной населенности заключается в использовании электрических разрядов. При определенных условиях в газовом разряде, плазма которого при не слишком высоких давлениях является термодинамически неравновесной, концентрация атомов на некоторых возбужденных уровнях может стать больше, чем на нижележащих уровнях. С помощью газового разряда может быть создана инверсия населенностей одновременно на нескольких парах уровней, так что один газовый лазер может одновременно генерировать несколько частот; например, гелий – неоновый лазер дает генерацию на длинах волн 0,6; 1,1; 3,4 мкм и т. д. Аргоновый лазер дает излучение в зеленой области  $\lambda = 0,5$  мкм; лазер на углекислом газе ( $CO_2$ ), в котором используются колебательные уровни молекулы  $CO_2$ , дает генерацию в инфракрасной области спектра (10 мкм). Использование полупроводников, имеющих богатые энергетические спектры, позволяет создать лазерную генерацию в весьма широком диапазоне длин волн; кроме того, концентрация «рабочих частиц» в полупроводниках очень высока, что позволяет получать большие мощности лазерного излучения при сравнительно небольшом объеме рабочей среды. Энергетический спектр валентных электронов в полупроводниках представляет собой набор энергетических зон со сплошными наборами уровней. Подавляющее большинство электронов находится в заполненной «валентной зоне», а расположенная над ней «зона проводимости», отделенная «энергетической щелью» («запрещенной зоной»), практически пуста. Поглощая фотон, валентный электрон может перейти в зону проводимости, оставляя в валентной зоне «дырку»; этот процесс называется «генерацией пар электрон – дырка». При обратном переходе электрона он «рекомбинирует» с дыркой, что приводит к испусканию фотона. Такие переходы «вниз» могут быть как спонтанными, так и вынужденными. Частота излучения или поглощения при этом может быть только больше (см. выше, гл. 5). В «обычных» равновесных условиях концентрация электронов и дырок мала. Генерация и усиление возможны лишь в условиях, когда электроны проводимости плотно заполняют область вблизи «дна» зоны проводимости, а дырки – вблизи «потолка» валентной зоны. Такое состояние может быть создано различными способами (см. п. 6.2).

Рассмотрим теперь подробнее некоторые особенности указанных выше основных типов квантовых генераторов и усилителей – «лазеров» и «лизеров».

## **6.2 Оптические квантовые генераторы (лазеры)**

Согласно изложенному выше, использование индуцированного излучения в оптическом спектральном диапазоне позволяет создать «оптические квантовые генераторы» (лазеры), дающие «когерентное» световое излучение, т. е. световые волны с согласованными величинами амплитуды,

частоты, фазы, направлениями распространения и состояниями поляризации. Такое когерентное излучение позволяет передать значительно большую информацию, чем радиоволны, поскольку «информационная ёмкость» сигнала возрастает с частотой колебаний. Световые волны имеют частоту  $10^{14}$ – $10^{15}$  с<sup>-1</sup>, а ультракороткие (сверхвысокочастотные) радиоволны порядка  $10^6$  Гц, т. е. в десятки и сотни миллионов раз меньше. Кроме того, расходимость светового пучка может быть сделана значительно меньше, чем радиоволн. Например, при радиолокации Луны диаметр «пучка» радиоволн на расстоянии 300 000 км от Земли достигает 30 000 км, т. е. значительно больше диаметра Луны; при этом на Землю попадает отраженный сигнал очень малой интенсивностью (большая часть энергии сигнала рассеивается в космическое пространство), что ограничивает возможности радиолокации Луны. Для световой волны с  $\lambda = 1$  мкм «пятно» на поверхности Луны можно уменьшить до 3 км, при значительно большей интенсивности отраженного сигнала. Перемещая пятно по поверхности Луны, можно получить большую информацию о её строении. Возможность острой фокусировки светового излучения и связанной с этим большой концентрацией энергии позволяет использовать световые лучи для обработки материалов (сварки, резки и т. д.). Однако для этого необходимо излучение с высокой степенью монохроматичности, что и достигается с помощью лазеров.

Для получения лазерной генерации необходимо иметь «рабочее вещество» с «инверсной населённостью» энергетических уровней – «активную среду». Для создания достаточного усиления должна быть обеспечена «положительная обработка» связи путем помещения активной среды в «резонатор» (например, между зеркалами интерферометра Фабри – Перо). Усиление, обеспечиваемое в такой системе, должно превосходить некоторую критическую величину, которая определяется величиной энергетических потерь (в частности, при отражении от зеркал). Система, удовлетворяющая всем этим условиям, представляет собой «оптический квантовый генератор» или «лазер», создающий когерентное излучение с указанными условиями. В качестве «активных сред» в настоящее время используется множество различных веществ – «лазерных материалов». Одним из лучших материалов и в настоящее время остаётся рубин, использованный при создании первого оптического квантового генератора. Рассмотрение действия рубинового лазера позволяет проиллюстрировать основные принципы действия квантовых генераторов вообще.

Рубин представляет собой диэлектрический кристалл окиси алюминия ( $Al_2O_3$ ) – корунд, в котором небольшая часть атомов алюминия замещена ионами хрома  $Cr^{+3}$  (0,05 %). В 1 см<sup>3</sup> кристалла обычно содержится примерно  $10^{19}$  атомов хрома – порядка  $10^{-4}$  от общего числа атомов в кристалле. При замещении алюминия хромом возникает характерная красная окраска рубина, обусловленная особенностями схемы энергетических уровней кристалла. Примесные уровни ионов хрома располагаются в широкой запрещённой зоне диэлектрика  $Al_2O_3$  (рис. 6.1).

Имеются три узких уровня – основной с энергией  $E_1$ , и два возбуждённых с энергиями  $E_{2a}$  и  $E_{2b}$ ; переходы  $E_2 - E_1$  используются для получения лазерной генерации. Существующая «тонкая структура» уровня  $E_1$  используется для работы квантовых парамагнитных усилителей и несущественна для работы рубинового лазера. Кроме того, в запрещённой зоне кристалла расположены также две широкие энергетические полосы  $E_3$  и  $E_4$ . Переходу  $E_2 \rightarrow E_1$  соответствует длина волны около 700 нм (красный свет),  $E_3 \rightarrow E_1$  – зелёная область спектра,  $E_4 \rightarrow E_1$  – синяя область (около 0,55 и 0,4 мкм, соответственно).

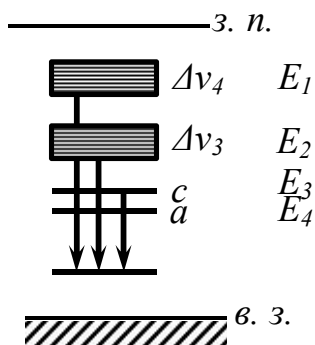


Рисунок 6.1

При возбуждении иона хрома из основного состояния в полосу  $E_3$  или  $E_4$  он за короткое время ( $10^{-8}$  с), переходит на уровень  $E_2$  безызлучательным способом; избыточная энергия передаётся кристаллической решётке рубина. Вероятность непосредственного возвращения с  $E_2$ ,  $E_4$  на основной уровень  $E_1$  практически пренебрегаемо мала. «Время жизни» атома в состояниях  $E_{2a}$ ,  $E_{2b}$  – порядка  $10^{-3}$  с, т. е. состояние  $E_2$  является «метастабильным». Поэтому существует возможность накопления атомов на уровнях  $E_2$ ; при достаточно большой частоте «накачивающих» переходов  $E_1 \rightarrow E_3$ ,  $E_4$  на уровне  $E_2$  может оказаться более половины атомов. При этом возникает инверсная населённость уровней лазерного перехода  $E_2 - E_1$ . Переходы  $E_2 \rightarrow E_3$ ,  $E_4$  можно осуществить путём «оптической накачки» внешним источником излучения. Для этой цели можно использовать мощные лампы – «вспышки» типа применяемых в фотографической практике. Оценка необходимой мощности накачки может быть осуществлена следующим образом. Для перевода атома с уровня  $E_1$  в полосу  $E_2$  требуется энергия  $4 \cdot 10^{-19}$  Дж; для перевода половины атомов ( $5 \cdot 10^{18}$  в  $\text{см}^3$ ) на уровни  $E_2$ , что достаточно для получения лазерной генерации, необходимо затратить энергию 2 Дж/см<sup>3</sup>. При этом атомы должны успевать переходить на уровни  $E_2$  за время, меньшее их времени жизни ( $2 \cdot 10^{-3}$  с), в противном случае инверсная населённость будет разрушаться спонтанными (и отчасти релаксационными) переходами  $E_2 \rightarrow E_1$ . Таким образом, в каждом см<sup>3</sup> кристалла должна поглощаться энергия 2 Дж за время порядка  $10^{-3}$  с, что соответствует удельной мощности накачки 2 кВт/см<sup>3</sup>. При типичном рабочем объёме кристалла рубина 10 см<sup>3</sup> необходима мощность излучения накачки 20 кВт. Световой КПД ламп – вспышек обычно составляет примерно 10 %. Таким образом, мощность лампы должна составлять примерно 200 кВт, что не создаёт особых технических затруднений.

Как уже указывалось выше, методом накачки можно создать инверсию населённостей в двухуровневой системе, т. е. использовать только уровни  $E_1$  и  $E_2$  невозможно; полосы  $E_3$  и  $E_4$  в совокупности образуют «третий» уровень, который и позволяет создать инверсию. При этом сравнительно большая ширина полос  $E_3$  и  $E_4$  является весьма благоприятным обстоятельством для получения лазерной генерации, поскольку лампа-вспышка большой мощности

обладает сравнительно широким диапазоном частот, и при узком уровне накачки использовалась бы незначительная часть мощности лампы. Ширина полос накачки рубина позволяет использовать 10–15 % световой мощности лампы. С другой стороны, узость уровней  $E_2$  обеспечивает получение высокой монохроматичности лазерного излучения. Таким образом, система энергетических уровней рубина является весьма удобной для возбуждения когерентного излучения методом оптической накачки, что и обусловило широкое применение рубиновых лазеров на практике.

В приведенной выше оценке необходимой мощности накачки не были учтены энергетические потери, главным образом при отражении от зеркал и за счёт выхода излучения наружу, поскольку потери в самом рубине сравнительно невелики. Число активных частиц  $\Delta N = N_2 - N_1$  должно быть больше некоторого порогового значения  $\Delta N_n$  для компенсации указанных потерь. При коэффициенте отражения зеркал  $R = 0,9$  и длине кристалла  $L = 10$  см оценка порогового значения дает  $\Delta N_n \approx 10^{17}$  атомов на  $\text{см}^3$ . Это составляет лишь около 2 % от указанной выше величины  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  для концентрации атомов  $\text{Cr}$  на уровне  $E_2$ . Таким образом, учет потерь мало изменяет приведенную выше оценку необходимой мощности лампы – вспышки для накачки лазера.

Устройство рубинового лазера схематически представлено на рисунке 6.2, а, б.

Стержень из кристалла рубина помещается между зеркалами  $Z_1$  и  $Z_2$ . Лампы-вспышки могут быть расположены вдоль стержня

(рис. 6.2, а), или же одна спиральная лампа «навивается» на стержень (рис. 6.2, б). С целью более полного использования светового потока лампы они вместе со стержнем окружаются кожухом с хорошо отражающей

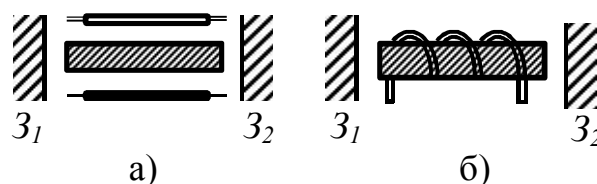


Рисунок 6.2

поверхностью. Генерируемое излучение выходит с торца стержня и выводится через одно из зеркал, которое делается полупрозрачным. В качестве отражателя может быть использован также цилиндр с эллиптическим сечением, в одной фокальной линии которого помещается рубиновый стержень  $P$ , а в другой – лампа – вспышка  $L$ ; эллиптический отрагатель фокусирует излучение лампы на рубиновый стержень (рис. 6.3).

Для повышения мощности накачки часто используются совмещённые эллиптические отрагатели, позволяющие сфокусировать на рубиновый стержень свет не от одной, а от четырёх ламп. Однако значительная часть энергии накачки (около 50 %), поглощенная стержнем, переходит в тепловую энергию, т. е. «бесполезно» тратится на нагревание рубина. При этом геометрические и оптические характеристики рубина несколько изменяются, что сказывается на работе лазера. Число частиц в полосе  $E_3$  (спонтанные и релаксационные). Поэтому при определённой

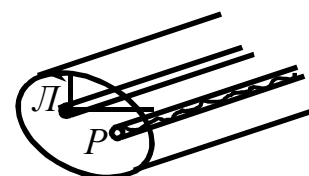


Рисунок 6.3

температуре (для рубина – 1 000 К) работа лазера нарушается. Поэтому в ряде конструкций лазеров предусматривается охлаждение рубинового стержня проточной водой или жидким азотом; для этого стержень окружается стеклянной «рубашкой», в которой циркулирует охлаждающая жидкость.

При использовании ламп-вспышек с длительностью импульса накачки порядка  $10^{-3}$  с лазер работает в импульсном режиме с длительностью когерентного излучения несколько меньше  $10^{-3}$  с, поскольку для создания инверсной населённости под действием накачки требуется определённое время. Генерация продолжается до тех пор, пока интенсивность лампы достаточна для поддержания инверсной населённости. Реальный лазерный импульс обладает довольно сложной структурой и состоит из нескольких отдельных коротких импульсов с длительностью менее  $10^{-6}$  с и интервалом между ними до  $10^{-5}$  с. Частота повторения вспышек лазерной генерации при наличии системы охлаждения стержня может составлять несколько десятков в секунду. При этом мощность излучения в импульсе составляет несколько десятков кВт при диаметре стержня 1,5 см и длине 20–25 см. Повышение мощности лазера может быть достигнуто за счёт укорочения генерируемых импульсов. Если перевести на уровень  $E_2$  больше половины всех атомов, т. е. оставить уровень  $E_1$  почти «пустым», то импульс излучения рубинового лазера можно укоротить примерно до  $10^{-8}$  с, что позволяет повысить мощность лазера до нескольких МВт. Полному переводу всех атомов на уровень  $E_2$  препятствует генерация, возникающая после достижения инверсии населённостей и «сбрасывающая» атомы в основное состояние; компенсировать этот процесс с помощью лампы – вспышки невозможно. Если убрать на некоторое время обратную связь, т. е. «отключить» зеркала резонатора, то генерация прекратится, и практически полная «перекачка» атомов из  $E_1$  в  $E_2$  станет возможной. В состоянии с энергией  $E_2$  атомы находятся в течение 0,002 с; за это время нужно успеть вновь включить зеркала и получить мощную вспышку лазерного излучения. Быстрое включение и выключение зеркал можно осуществить различными способами. Один из них состоит в замене одного из зеркал вращающейся призмой, которая отражает падающие на неё лучи обратно в рубиновый стержень и тем самым осуществляет обратную связь лишь в единственном положении в течение короткого времени; к моменту достижения этого положения развивается лазерная генерация. После «высвечивания» поглощённой энергии накачки начинается повторная накачка, и т. д. Однако, оказывается, что при очень мощной накачке генерация возможна и при отключенных зеркалах (и при отсутствии вращающейся призмы). На границе рубина с воздухом происходит частичное отражение света, поскольку показатель преломления рубина ( $n = 1,8$ ) резко отличается от  $n$  на воздухе ( $\approx 1$ ). Поэтому при очень мощной накачке и большой инверсной населённости генерация возникает и в отсутствие зеркал. Во избежание этого торцы кристалла срезают под определённым «углом Брюстера» ( $\alpha \approx \arctg n_p$ ), при котором поляризованный свет (вектор  $E$  – в плоскости падения) проходит границу раздела сред без отражения. «Затвор» в виде вращающейся призмы

трудно управляем и дает малую скорость включения обратной связи. Значительно большим быстродействием обладает ячейка Керра. Схема управления обратной связью с помощью ячейки Керра показана на рисунке 6.4.

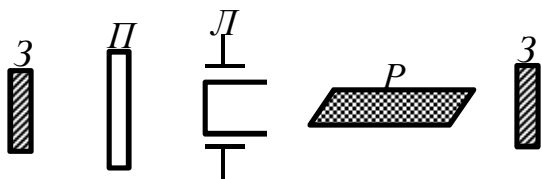


Рисунок 6.4

Время включения обратной связи этим способом составляет около  $10^{-8}$  с, и соответственно таков будет порядок длительности лазерного импульса. Ячейка Керра позволит управлять также мощностью импульсов и их длительностью. В частности, при

длительности менее 100 пс могут быть получены «гигантские» импульсы с мощностью до  $10^{13}$  Вт; их энергия обычно несколько меньше, чем импульсов того же лазера в режиме «свободной» генерации. Столь большие мощности получаются путём усиления луча в каскаде нескольких последовательно расположенных лазеров. При этом первый из них осуществляет генерацию, а остальные работают в режиме «квантового усиления», т. е. являются «оптическими квантовыми усилителями» (ОКУ).

Помимо рубина, в практике используется большое количество других лазерных материалов, обладающих сходными оптическими свойствами – невидимое стекло (с введением небольших добавок  $Nd$ ), флюорит ( $CaF_2$ ) с введением диспрозия ( $D_4$ ) или самария ( $Sm$ ), и многие другие материалы свойства, которые детально описаны в специальной литературе. Все эти вещества являются диэлектриками, в которые введены различные примеси с целью образования уровней генерации и уровней накачки в запрещённой зоне. Использование различных материалов позволяет варьировать длину волны лазерного излучения; например, неодимовое стекло генерирует в инфракрасной области (1,06 мкм), а флюорит с примесью  $D_4$  даёт ещё большую длину волны (2,5 мкм). Неодимовое стекло обладает достоинством простоты технологии изготовления, поэтому стеклянный стержень можно изготовить длиной до 1 м при диаметре до 5 см. Однако рубин обладает большей прочностью и выдерживает большие удельные мощности генерируемого излучения, чем неодимовое стекло – до  $3-4 \cdot 10^9$  Вт на  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения (неодимовое стекло – до  $1-1,5 \cdot 10^9$  Вт).

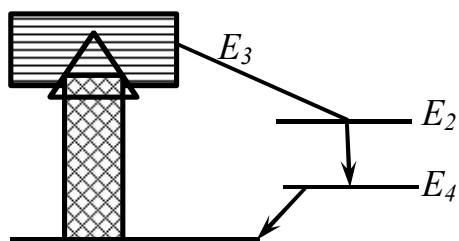


Рисунок 6.5

Поэтому при больших мощностях генерации, например, в режиме гигантских импульсов, предпочтительно использование рубиновых лазеров.

Особенности расположения энергетических уровней диспрозия в  $CaF_2$  позволяют успешно использовать этот материал для мощных лазеров, работающих в непрерывном режиме. Накачка осуществляется через широкую полосу  $E_3$  на уровень  $E_2$  (рис. 6.5).

В отличие от рубина, в этой схеме имеется четвертый уровень –  $E_4$  («четырёхуровневая» система). Этот уровень лежит довольно далеко от  $E_1$ ,

поэтому при низких температурах его населенность практически равна нулю. Инверсная населенность легко создается между уровнями  $E_4$  и  $E_2$ , поскольку уровень  $E_4$  пуст; разность  $\Delta N = N_2 - N_4$  должна лишь превышать пороговое значение  $\Delta N_n$ , которое, как было оценено выше на примере рубина, обычно составляет малую долю общего содержания атомов примеси. Поэтому мощность накачки может быть небольшой (до 20 Вт), что и позволяет осуществить непрерывную лазерную генерацию. Непрерывная накачка позволяет получать также гигантские импульсы с частотой до нескольких кГц, при мощности излучения в каждом импульсе порядка нескольких МВт.

В принципе «активной средой» может служить любое вещество в любом агрегатном состоянии. Например, кроме описанных выше твёрдых веществ, в качестве лазерных материалов могут служить жидкие диэлектрики с введёнными в них примесными атомами («жидкостные лазеры»). Например, растворённые атомы редкоземельных элементов в некоторых растворителях дают структуру энергетических уровней, сходную с описанной выше, и действие таких лазеров аналогично твердотельным лазерам. Преимуществами жидкостных лазеров является простота их изготовления (в отличие от сложной технологии выращивания кристаллов) и возможность создания активной среды любой формы и объёма. Однако на пути совершенствования таких лазеров имеются и серьёзные трудности, обусловленные нестойкостью жидкости по отношению к большим интенсивностям света (как накачки, так и генерации), а также изменения физических свойств жидкости (в частности, показателе преломления) в результате её нагревания (при этом луч «гуляет» по торцу резонатора). Тем не менее, это направление развития лазерной техники является весьма перспективным.

Помимо описанных выше твёрдотельных «диэлектрических» лазеров, широкое применение в практике получили полупроводниковые лазеры, идея создания которых была кратко изложена в п. 6.1. Для получения инверсии населённостей в полупроводнике и, следовательно, для усиления и генерации света необходимо создать «вырожденное» состояние электронов и дырок, при котором все уровни хотя бы в небольшой электрической полосе вблизи «дна» зоны проводимости заполнены электронами, а все уровни в «потолке» валентной зоны – дырками. При высоких температурах такое состояние осуществить затруднительно, поскольку возбуждение полупроводниковых лазеров производится при пониженной температуре. Вырожденное состояние полупроводника может быть создано благодаря некоторым особенностям процессов взаимодействия электронов друг с другом и с колебаниями кристаллической решетки различными способами. Одним из них является «инжекция» электронов и дырок путём введения в кристалл различных примесей, которые дают энергетические уровни в запрещённой зоне полупроводника – донорные и акцепторные уровни. Если примесей много, то их уровни в результате взаимодействия атомов расширяются в зоны, которые могут сливаться с зоной проводимости (донорные уровни) или с валентной зоной (акцепторные уровни). Тем самым можно создать указанное выше



вырожденное состояние электронов или дырок. Если затем можно создать  $p$ – $n$  переход между такими «вырожденными» полупроводниками  $p$ – и  $n$ –типа (см. т. II), то в этом месте может быть создана инверсия населённости. Часть электронов проводимости из  $n$ –области быстро перейдёт в  $p$ –область, а часть дырок – из  $p$ – в  $n$ –область. При этом электроны и дырки, встречаясь, рекомбинируют, излучая фотоны, которые не могут поглотиться в  $p$ – $n$  переходе, и будет происходить усиление света до тех пор, пока будет выполнено условие инверсии населённости.

$$\mu_n - \mu_p > \Delta E, \quad (6.15)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – положения уровня Ферми для электронов и дырок, соответственно,  $\Delta E$  – ширина запрещённой зоны полупроводника. Однако это условие будет выполнено в области перехода только в первый момент соединения полупроводников. Очень скоро будет достигнуто равновесное состояние, при котором в области  $p$ – $n$  перехода исчезнет одновременное вырождение электронов и дырок, уровни Ферми сравняются ( $\mu_n = \mu_p$ ), и инверсная населённость также исчезнет. Для повторного создания инверсной населённости необходимо приложить к переходу электрическую разность потенциалов (отрицательный потенциал создается на  $n$ –области, положительный – на  $p$ –области). При этом через  $p$ – $n$  переход течет ток, состоящий из двух потоков электронов и дырок. Эти частицы встречаются в тонком слое  $p$  –  $n$  перехода и дают оптическое излучение; при этом поддерживается достаточная концентрация частиц для выполнения условия (6.15). Чем больше ток через переход, тем с большим «запасом» выполняется это условие. Минимальный ток, при котором вынужденное излучение начинает превосходить потери (поглощение света в  $p$ – $n$  переходе), называется «пороговым током». При этом  $p$ – $n$  переход является усиливающей средой для света, распространяющегося в плоскости  $p$ – $n$  перехода. Для получения лазерной генерации в систему должна быть введена обратная связь в виде системы зеркал; обычно их роль выполняют гладкие грани самого полупроводникового кристалла.

Для изготовления инжекционных лазеров применяются различные материалы. Наиболее пригодным для этой цели является арсенид галлия  $GaAs$ ; мощность лазера достигает 100 кВт с 1 см<sup>2</sup> в непрерывном режиме (при питании лазера постоянным током). Существуют импульсные инжекционные лазеры, работающие и при комнатной температуре; при этом работа в непрерывном режиме затрудняется сильным нагревом полупроводника токами через  $p$ – $n$  переход (до 1 А) из-за возрастания порогового тока с повышением температуры. При этом одновременно падает КПД лазера из-за увеличения потерь мощности и возрастает длина волны лазерного излучения. Поэтому во многих полупроводниковых лазерах предусмотрено охлаждение вплоть до комнатных температур.

Ввиду невозможности изготовить оптически однородный  $p$ – $n$  переход больших размеров инжекционные лазеры обычно имеют размеры порядка 0,5 мм (при толщине  $p$ – $n$  перехода до 0,1 мкм). Поэтому направленность

излучения этих лазеров значительно хуже, чем у рубинового лазера; меньше, кроме того, и степень монохроматичности лазерного излучения. Однако, несмотря на эти недостатки, полупроводниковые лазеры достаточно широко используются в практике, например, в световых локахторах высокой разрешающей способности, а также при наблюдении и фотографировании в темноте. На их основе разрабатываются счетно-решающие устройства, системы передачи телевизионного изображения по световому каналу и т. д. Это обусловлено существенными преимуществами лазеров на  $p-n$  переходах – высоким КПД преобразования электрической энергии в световую (до 50 %), малыми размерами, простотой конструкции, большой мощностью с 1 см<sup>2</sup> и т. д.

Некоторые недостатки, присущие инжекционным лазерам, устраняются в полупроводниковых лазерах с электронным возбуждением, в которых инверсии населённости создаются бомбардировкой однородного беспримесного полупроводника путем быстрых электронов. Электроны с энергией до 0,5 МэВ теряют энергию в полупроводнике в основном на возбуждение электронов валентной зоны, переводя их в зону проводимости. Обладая высокой кинетической энергией, эти электроны при столкновениях с атомами кристаллической решетки переводят новые электроны в зону проводимости, и т. д. Такой процесс развивается лавинообразно до тех пор, пока энергия электронов не станет меньше ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ . Электроны лавины теряют на образование каждой пары электрон – дырка некоторую энергию, превышающую  $\Delta E$ . Электрон и дырка не могут появиться на уровнях вблизи дна зоны проводимости и потока валентной зоны из-за наличия некоторого избытка импульса при рождении пары. Поэтому условие инверсии населённости выполняется лишь после достаточного накопления электронов и дырок у краев зон при большой плотности электронного пучка. Например, для *GaAs* «пороговая» плотность электронного тока в пучке составляет 1 А/см<sup>2</sup> при энергии электронов 50 кэВ. КПД таких лазеров составляет около 20 %. С их помощью можно перекрыть широкий спектральный диапазон – от ИК до УФ-области. Лазеры с электронным возбуждением (например, на *CdS*) работают как при пониженных, так и при комнатных температурах. Монохроматичность и направленность лазерного излучения могут быть улучшены путём применения внешних зеркал, удалённых от кристалла. Это позволяет улучшить теплоотвод от кристалла и повысить мощности генерации до сотен киловатт.

Инверсия населённости в чистом полупроводнике, например, в *GaAs*, может быть создана путём «оптической накачки» интенсивным световым облучением. Фотоны с энергией  $h\nu > \Delta E$  переводят электроны в зону проводимости, образуя одновременно дырки в валентной зоне. Отдавая избыточную энергию кристаллической решётке, электроны и дырки постепенно накапливаются у краёв зон. Поэтому состояние вырождения кристалла легко достигается интенсивной накачкой фотонами с энергией несколько больше  $\Delta E$ . В качестве источника накачки можно, например, использовать рубиновый лазер, частота излучения которого предварительно понижается путём пропускания светового пучка через жидкий азот. Свет проникает в

полупроводник на значительную глубину – до 0,5 мм, что позволяет возбудить сравнительно большой объём кристалла и получить значительную мощность – до 200 кВт в импульсе излучения. КПД такого лазера достигает 50 %. Однако из-за малого КПД рубинового лазера общий КПД всей системы также невысок. При применении очень высоких интенсивностей накачки удаётся осуществить «двухстороннее» возбуждение кристалла фотонами с  $h\nu < \Delta E$ ; при этом фотоны получаются «парами», что эквивалентно поглощению одного фотона с энергией  $2h\nu$ . Однако КПД таких лазеров пока ещё мал (менее 1 %). Следует упомянуть об одном перспективном способе возбуждения генерации в полупроводниках – создании инверсии населённостей с помощью сильного внешнего электрического поля (электрическими импульсами короче 0,1 мкс).

Рассмотрим теперь «газовые» лазеры, в которых активной средой служит газ или смесь газов. Особенностью таких лазеров является возможность точного предсказания возможных схем переходов в различных газах (что позволяет проводить целенаправленный поиск лазерных сред, который сильно затруднён для твёрдотельных лазеров), а также высокая оптическая однородность газа и отсутствие рассеяния и поглощения. Ввиду малости энергетических потерь величина «резонатора» может быть сделана очень большой, что позволяет получить хорошую направленность и высокую степень монохроматичности лазерного излучения. С другой стороны, концентрация атомов в газе всегда на несколько порядков ниже, чем в твёрдотельном теле, поэтому с помощью газовых лазеров нельзя получить столь высокие мощности, как для твёрдотельных лазеров.

Инверсия населённостей в газовых лазерах обычно создаётся путём возбуждения в газовом разряде – «газоразрядные» лазеры. Давление в разряде обычно составляет несколько бар (~100 Па); при меньших давлениях «возбуждающие» столкновения электронов плазмы с атомами происходят слишком редко, а при больших давлениях – напротив, слишком часто, что сказывается на эффективности возбуждения из-за снижения энергии электронов. Различают три типа газоразрядных лазеров: лазеры на нейтральных атомах, ионные лазеры и молекулярные лазеры, отличающиеся механизмом создания инверсной населённости и диапазоном длин волн излучения. Для нейтральных атомов и ионов газа характерны линейчатые спектры возникающие при переходах между дискретными уровнями, занимающими большой диапазон энергий – от основного состояния ( $E_0$ ) до границы ионизации ( $E_i$ ). По мере приближения к границе ионизации плотность расположения уровней возрастает. Электрон, попавший на один из уровней, близких к границе ионизации, быстро «скатывается» по ним до «промежуточного» уровня с достаточно большим «временем жизни», на котором может быть создана инверсная населённость. Однако этому часто препятствует существование в энергетической схеме «метастабильного» уровня (см. гл. 5) с большим временем жизни, на котором возможно накопление атомов. Для преодоления этого затруднения создают необходимые уровни «разгрузки» метастабильного уровня в результате столкновений с другими

атомами (см. ниже). Лазеры на нейтральных атомах обычно используются для получения генерации в ближней инфракрасной области спектра, хотя могут генерировать и в видимой, и в далёкой инфракрасной области (до 120 мкм). Уровни возбуждения ионов расположены выше, чем нейтральных атомов, поэтому частота излучения ионных лазеров также выше, и они используются для генерации преимущественно видимого и ультрафиолетового излучения. В молекулярных лазерах энергия возбуждения ограничивается их энергией диссоциации (2–3 эВ) поэтому переходы между лазерными уровнями лежат в инфракрасной и субмиллиметровой области (100 мкм и более). Таким образом, с помощью газовых лазеров можно перекрыть практически весь оптический диапазон шкалы электромагнитных волн (примерно от 200 нм до 0,4 мм). В качестве «рабочих частиц» используются нейтральные  $He$  –  $Ne$ ,  $Xe$ , молекулы  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $HCl$ ,  $CO_2$ , а также ионы  $Ve^{3+}$ ,  $Ne^{2+}$ ,  $Ar^{2+}$ ,  $Kr^{2+}$  и т. д.

Рассмотрим механизм работы газового лазера на примере гелий – неонового лазера, в котором «рабочими частицами» являются атомы неона. В разряде в неоне часть атомов в результате электронного возбуждения переход из основного состояния  $E_1$  в долгоживущие возбуждённые состояния  $E_4$  и  $E_5$  (рис. 6.6).

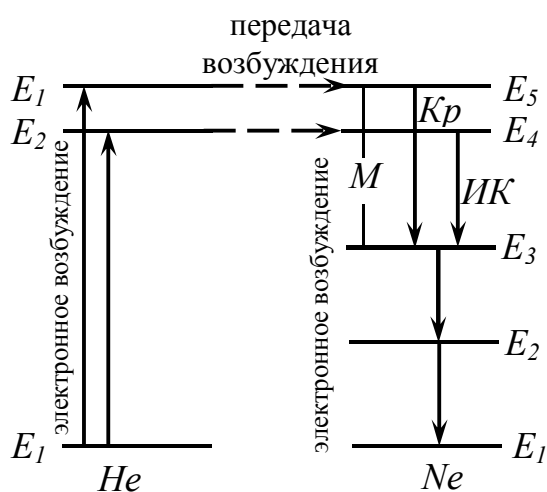


Рисунок 6.6

Инверсия населённостей может быть создана на уровнях  $E_4$ ,  $E_5$  по сравнению с «короткоживущим» состоянием  $E_3$ . Однако этому препятствует наличие метастабильного уровня  $E_2$ , который служит «резервом» заселения уровня  $E_3$ . Это затруднение устраняется введением в неоновый разряд атомов гелия, уровни  $E_2$  и  $E_3$ , которые совпадают с  $E_4$  и  $E_5$  атомов неона (рис. 6.6). При столкновении возбуждённых атомов гелия с невозбуждёнными (в состоянии  $E_1$ )

атомами неона с большой вероятностью происходит «резонансная передача возбуждения»: атомы неона переходят в состояния  $E_5$ ,  $E_4$ , а гелия – в  $E_1$ . Тем самым обеспечивается добавочное заселение этих уровней  $Ne$  за счёт «резервуара возбуждения» – атомов  $He$ . При правильном подборе парциальных давлений в смеси  $He$ – $Ne$  можно создать значительную избыточную заселённость уровней неона  $E_5$ ,  $E_4$  и тем самым инверсию населённостей относительно уровня  $E_3$ . Генерация излучения осуществляется на переходах  $E_5$ – $E_3$  (инфракрасная область спектра). Опустошение уровня  $E_3$  осуществляется в результате переходов на метастабильный уровень  $E_2$ , который, в свою очередь, «разгружается» за счёт диффузии метастабильных атомов к стенкам разрядной трубки, которая при низких давлениях протекает достаточно быстро. При надлежащем подборе диаметра трубки (около 7 мм) её стенки принимают участие также и в опустошении уровня  $E_3$  за счёт диффузии атомов, вследствие

чего достигается оптимальный режим работы лазера. Уровни неона  $E_3$ ,  $E_4$ ,  $E_5$  обладают тонкой структурой, поэтому спектр излучения  $He-Ne$  – лазера содержит до 30–40 линий в видимой и ИК-области. С целью достижения острой направленности пучка длину разрядной трубки делают большой  $L \approx 1-2$  м, поскольку угол его расходимости имеет порядок величины

$$\Theta \sim \sqrt{\lambda/L}. \quad (6.16)$$

На практике достигается расходимость порядка  $1-2^\circ$ . Применение резонатора интерферометра Фабри – Перо обеспечивает высокую степень монохроматичности пучка – очень малую ширину линии  $\Delta\nu$  (см. гл. 1). Высокая стабильность частоты излучения позволила использовать газовые лазеры в качестве «оптических стандартов частоты»; в частности, таким путём была установлена длина международного эталона метра:  $1 \text{ м} = 1\,650\,763,73$  длины волн излучения изотопа криптона  $Kr^{86}$  в красной области.  $He-Ne$  – лазер, несмотря на сравнительно малую высокую мощность – до  $0,1$  Вт – широко применяется в системах измерения расстояний («лазерные дальномеры»), частот и скоростей, а также для «подстройки» более мощных лазеров. В некоторых газовых лазерах (например,  $He$ ,  $Kr$ ,  $Ar$ ,  $Ne$ ) инверсия населённостей обеспечивается и без примесей гелия, путём специального подбора геометрии трубки, давления газа и условий разряда.

В ионных газоразрядных лазерах «рабочими частицами» служат ионы инертных газов, фосфора, серы или хлора с высокой кратностью ионизации (3 и более). Инверсия населённостей осуществляется между двумя возбужденными уровнями, нижний из которых обладает малым временем жизни и интенсивно опустошается за счёт переходов «вниз», а верхний обладает большим временем жизни и эффективно заселяется за счёт электронного возбуждения в разряде из основного состояния и переходов с верхних возбужденных уровней. Для создания высокой степени ионизации плазмы газового разряда необходимы большие плотности тока – порядка  $\text{kA}/\text{cm}^2$ . Для создания таких высоких плотностей тока разряд создаётся в тонком охлаждённом капилляре с диаметром до  $5$  мм, в котором создаётся магнитное поле с целью повышения электронной концентрации (поле «сжимает» разряд в узкий «шнур», оторванный от стенок). Бомбардировка ионами и электронами стенок капилляра может привести к его быстрому разрушению. Поэтому применяются специальные конструкции капилляров, содержащие тугоплавкие материалы (металлы и керамику). Для повышения срока службы капилляра применяют также возбуждение разряда сверхвысокочастотным полем, что позволяет устранить внутренние электроды и использовать в качестве рабочих веществ химически активные газы (хлор). Ионные лазеры представляют собой наиболее мощные источники когерентного излучения в видимой и УФ-области спектра; их мощность в непрерывном режиме составляет десятки Вт. Создано также большое число мощных импульсных ионных лазеров, с мощностями до

нескольких сотен кВт. Они могут применяться, например, для обработки твёрдых материалов.

Типичным примером «молекулярного» газоразрядного лазера является лазер на  $CO_2$ . Первый лазер на  $CO_2$  работал на переходах между колебательными уровнями при соударениях с быстрыми электронами разряда. Это позволило получить мощность до 10 Вт в непрерывном режиме при высоком КПД – порядка 10 % (заметим, что КПД  $He-Ne$  – лазера обычно не превышает 0,01 %, а аргонового лазера – 1 % при сравнимых мощностях). Значительное повышение мощности достигается путём добавления к  $CO_2$  молекулярного азота и гелия (например,  $\approx 100$  Па  $CO_2$ , 100 Па  $N_2$  и 700 Па  $He$ ). В результате возбуждения электронами плазмы молекула  $N_2$  переходит на высокий колебательный уровень, преимущественно на уровень  $E_2$ , совпадающий с верхним колебательным уровнем  $E_5$  молекулы  $CO_2$  (рис. 6.7);

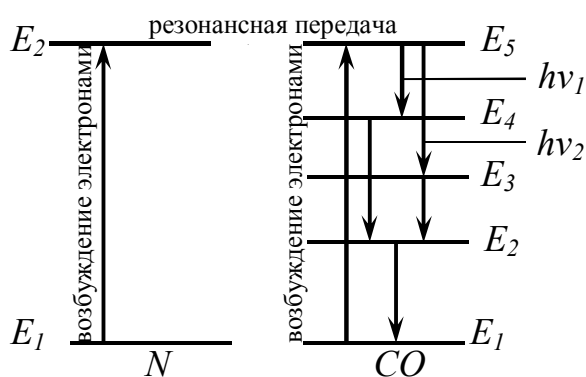


Рисунок 6.7

между этими уровнями происходит резонансная передача возбуждения (как в  $He-Ne$  – лазерах).

Уровень  $E_5$ , кроме того, заселяется за счёт переходов с более высоких колебательных уровней молекулы  $CO_2$  и передачи возбуждения от атомов гелия. Наличие гелия, обладающего высокой теплопроводностью, позволяет также понизить температуру рабочей смеси путём охлаждения стенок разрядной трубки, способствуя выравниванию

температуры в объёме смеси. Для повышения мощности применяется также циркуляция газовой смеси в зоне разряда. Наличие большого числа колебательных уровней  $CO_2$  (около 30) позволяет осуществить лазерную генерацию примерно на 100 различных переходах в интервале длин волн от 9 мкм до 18 мкм. Дальнейшее повышение мощности  $CO_2$  – лазера достигается применением метода «выкачивания обратной связи» с помощью оптического затвора (вращающейся призмы из  $NaCl$ ), описанного выше для рубинового лазера. В импульсе достигается мощность до 100 кВт. Ввиду большой мощности непрерывной генерации лазер на смеси  $CO_2 + N_2 + He$  может применяться для резки и сварки металлов, световой локации, а также в качестве перестраиваемого по частоте лазера для проведения различных исследований. Существуют и другие молекулярные лазеры, например, лазер на парах  $H_2O$  ( $\lambda = 27,9$  и  $118,5$  мкм),  $HCN$  ( $\lambda = 337$  мкм), используемые для различных специальных целей.

Помимо газоразрядных лазеров, были предложены также «химические» лазеры и газовые лазеры с оптической накачкой. Инверсная населённость в химических лазерах создаётся с помощью быстропротекающих реакций типа фотодиссоциации, взрыва и т. п. При этом принципиально возможно создание мощных химических лазеров с высокими КПД. Лазер на фотодиссоциации

молекул  $CF_3T$  имеет мощность до 50 кВт при энергии в импульсе 65 Дж. Оптическая накачка газов малоэффективна для создания инверсной населённости, поскольку нити поглощения газов очень узки, и при накачке используется ничтожная часть энергии источника накачки; поэтому такие лазеры не получили широкого распространения.

### 6.3 Квантовые усилители и генераторы СВЧ (мазеры)

Изложенные выше принципы квантовой электроники лежат в основе усилителей и генераторов электромеханического измерения, работающих в радиодиапазоне, главным образом сантиметровых волн; эти разнообразные устройства четко объединены общим названием «мазеры». Для полного понимания их действия необходимо детальное ознакомление с основами радиотехники. Поэтому мы остановимся только на наиболее важных особенностях мазеров по сравнению с «традиционными» радиотехническими приборами и основных отличиях их применения.

В большинстве радиотехнических устройств связи от радиоприемников до систем космической связи – применяются усилители радиосигналов, значительно ослабленных на пути от передающей антенны к приемнику. Это ослабление обусловлено, прежде всего, тем, что антенны обычно измеряют в широком телесном угле, и электромагнитная энергия рассеивается в большой области пространства. Кроме того, на пути радиоволн всегда имеются различные препятствия, например, сферическая поверхность Земли, неоднородности атмосферы и т. д. Задача усилителя заключается в увеличении амплитуды радиосигналов без существенного искажения их форм, т. е. зависимости тока, возбуждаемого в приемной антенне, от времени. Эта задача до последнего времени решалась главным образом с помощью различных усилителей на электронных лампах или полупроводниковых приборах (диодах и триодах). Коэффициент усиления этих устройств, т. е. отношение амплитуды сигналов на выходе и на входе усилителя, обычно достаточно велико только в пределах определенного интервала частот – «полосы пропускания» усилителя (она считается ограниченной частотами, при которых коэффициент усиления в 2 раз меньше максимального значения в центре полосы). При передаче информации по радио с помощью модулированного сигнала вышкой – «несущей» – частота полосы пропускания должна быть достаточно широкой – тем толще, чем больше объем передаваемой информации. В противном случае из модулированного сигнала будут вырезаны некоторые частоты – «гармоники» сигнала, что приведет к искажению или утере информации. В частности, для усиления телевизионного сигнала без искаженной пучка, полоса пропускания должна быть не менее 10 МГц. Для регистрации слабых сигналов усилитель должен обладать достаточной «чувствительностью», которая повышается с увеличением коэффициента усиления. Однако это усиление ограничено различными «передаточными» сигналами – «шумами», – источники которых весьма разнообразны (например, «флуктуации» – малые

беспорядочные изменения тока и напряжения в схеме). Шумы усиливаются вместе с полезным сигналом, который должен четко выделяться на их фоне. Поэтому для регистрации слабых сигналов наряду с увеличением коэффициента необходимо применять меры для подавления шумов. Ламповые и полупроводниковые усилители характеризуются высоким уровнем шумов, что обусловлено, в частности, неравномерной эмиссией электронов накаливаемым катодом лампы («дробовой» эффект), неравномерной диффузией носителей заряда в полупроводниках и т. д. Резкое снижение шума достигается в квантовых усилителях, в основе действия которых лежит возможность поглощения радиоволн атомами и молекулами вещества. Отсутствие указанных выше «шумовых эффектов», а также возможность подавления шумов, связанных с тепловым движением атомов и молекул, путем применения низких температур, обеспечивает возможность создания квантовых усилителей чрезвычайно высокой чувствительности. Они имеют особое значение для коротковолнового диапазона – дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн, используемых для целей дальней связи и радиолокации. Действие квантовых усилителей в радиодиапазоне, как и в «оптическом», основано на явлении индуцированного излучения возбужденных атомов под действием «внешнего» облучения в области частот, соответствующих квантовым переходам между возбужденными уровнями атомов (или молекул). Частота и фаза волны, возникающей в результате «индуцированного» перехода, совпадают с частотой и фазой «индуцированной волны». Это вынужденное изменение, складываясь с «первичной волной», и выдает ее «квантовое усиление». В «активной среде», содержащей большое количество атомов (особенно в твердом веществе), это усиление может быть весьма значительным. Эффект усиления превышает эффект ослабления волн в среде за счет поглощения при наличии в ней «инверсной населенности», когда концентрация возбужденных атомов, обуславливающих индуцированное изменение, больше концентрации невозбужденных атомов (в более низкоэнергетических состояниях), обуславливающих поглощения электромагнитной волны. Инверсная населенность должна быть достаточно большой для того, чтобы усиление за счет вынужденного излучения могло компенсировать потери энергии изменения в самой активной среде и в подводящих устройствах. Для увеличения усиления активное вещество помещают в замкнутую полость с хорошо проводящими металлическими стенками – «объемный резонатор». Волна 1 по волноводу 2 поступает в резонатор 3 через «отверстие связи» 4, многократно отражается от стенок и длительно взаимодействует с активным веществом в резонаторе; отражается от стенок и усиленная волна 5, которая, в конечном счете, выходит через отверстие связи из резонатора (рис. 6.8). Чем меньше отверстие, тем больше число отражений волны от стенок и тем больше достигаемый коэффициент квантового усиления.

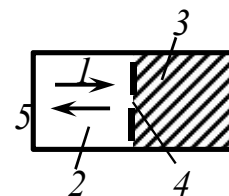


Рисунок 6.8



Если коэффициент усиления превышает суммарный коэффициент ослабления волны за счет поглощения и излучения наружу, то любое случайно возникшее в резонаторе колебание будет быстро усиливаться; при этом квантовый усилитель превращается в «квантовый генератор» с самовозбуждением. Это может быть достигнуто, например, путем предельного уменьшения отверстия связи в резонаторе.

Таким образом, любая «активная» среда может в принципе «работать» и как усилитель, или как генератор радиоволн. Однако технические требования к приборам этих двух видов существенно различны, и поэтому такие «универсальные» среды встречаются редко. Например, уже упоминаемый в п. 6.1. «молекулярный генератор» на пучке молекул аммиака (исторически первый «мазер») неудобен для использования в качестве усилителя вследствие его «узкополосности». Действительно, частота электромагнитного излучения, усиливаемого за счет «возбужденных» переходов, сосредоточена в пределах некоторой «ширины линии»  $\Delta\nu$ , обусловленной шириной уровней соответствующего перехода; эта величина определяет полосу пропускания квантового усиления. В атомном или молекулярном пучке частицы слабо взаимодействуют друг с другом, и ширина квантовых уровней мала, поэтому полоса пропускания является узкой. Эта особенность благоприятна именно для квантовых генераторов, используемых в качестве стандартов частоты (см. ниже). Для усилителей подобные активные среды непригодны; например, для молекулярного генератора на  $NH_3$  полоса пропускания составляет около 10 кГц, в то время как для усиления, например телевизионного канала, как уже упоминалось выше, нужна ширина полосы пропускания около 10 МГц. Таким образом, для создания квантовых усилителей в качестве активных веществ можно использовать только «конденсированные среды» – жидкости и кристаллы, в которых сильное взаимодействие между атомами (молекулами) обуславливает большую ширину спектральных линий, что позволяет обеспечить «широкополосность» усилителя.

Наилучшим веществом для квантовых усилителей являются динамические кристаллы с введением в качестве примесей ионов парамагнитных атомов (о диа- и парамагнетизме см. т. II). Парамагнитные ионы обладают близко расположенными уровнями, частота переходов между которыми находится в области СВЧ-радиоволн; в то же время, широта уровней достигает нескольких десятков МГц, что вполне достаточно для создания усилителей, применимых для большинства практических и научных целей. Мазеры на основе таких рабочих веществ называются квантовыми парамагнитными усилителями.

Парамагнитные ионы обладают собственными магнитными молекулами, которые могут взаимодействовать с внешними магнитными полями. Поскольку магнитному взаимодействию соответствует определенная энергия, то каждый уровень парамагнитного иона при этом расширяется, в простейшем случае, на два «подуровня» с различными энергиями, каждому из которых соответствует определенная ориентация магнитного момента («по полю» или «против поля»).

Расстояние между магнитными подуровнями пропорционально напряженности магнитного поля. Более подробно это явление – «эффект Зеемана» – было описано выше (гл. 5). Число компонент зеемановского расщепления может быть и значительно больше 2; в этих случаях велико и число возможных переходов между соответствующими магнитными подуровнями. Эти переходы могут быть «вынуждены» внешним электромагнитным излучением, частоты которого соответствуют разностям энергий магнитных подуровней парамагнитного иона. В обычных условиях имеет место «прямая» заселенность подуровней: нижние заселены «плотнее», чем верхние. Поэтому указанные переходы приводят к избирательному поглощению радиоволн соответствующих «резонансных частот»; это явление называется «электронным парамагнитным резонансом» (ЭПР). Поскольку «резонансные» частоты определяются структурой вещества, то ЭПР является мощным методом исследования строения кристаллов, магнитных свойств атомных ядер, межатомного взаимодействия в жидкостях и твердых телах, хода химических и биохимических реакций и т. д. Метод получил весьма широкое распространение во многих областях науки, и изложение его основ можно найти в обширной специальной литературе.

Если тем или иным способом создать инверсию населенностей в системе магнитных подуровней парамагнитной среды, то проходящая через нее электромагнитная волна соответствующей частоты усиливается в результате вынужденных переходов «вниз» в этой системе. Изменяя величину внешнего магнитного поля, можно изменять расстояние между подуровнями и, следовательно, частоту индуцированных переходов; тем самым осуществлять «настройку» квантового усилителя на нужную частоту. Однако непосредственно использовать парамагнитное вещество в качестве активной среды для усилителя нельзя, потому что взаимодействие парамагнитных атомов друг с другом «разрушает» инверсию населенностей. Поэтому в качестве активных сред используются диамагнитные кристаллы, в которые введены парамагнитные ионы в количестве 0,01–0,3 %, образующие, таким образом, «разбавленный раствор» парамагнетика. Ион в кристалле испытывает сильное воздействие электрических полей ионов в узлах кристаллической решетки. В результате возникает дополнительное расщепление энергетических уровней электронов, называемое «эффектом Штарка». Обычно это расщепление велико, и его величина соответствует оптическому диапазону частот. Однако расщепление уровней парамагнитных ионов оказывается малым, и ему часто соответствуют частоты в радиодиапазоне. Таким образом, электрическое поле кристалла (в результате «спин – орбитального взаимодействия» между спиновым и орбитальным моментами количества движения атомных электронов вызывает расщепление энергетических уровней парамагнитного иона, аналогично действию внешнего магнитного поля. Однако «возможности» электрического поля в этом отношении ограничены; расщепление всех уровней иона на магнитные подуровни (т. е. полное «снятие вырождения» уровней) может быть достигнуто только с помощью внешнего магнитного поля, причем

расстояние между подуровнями зависит как от напряженности поля, так и от ориентации кристалла в поле. В качестве примера опять возьмем кристалл рубина. Как уже упоминалось выше, нижний (основной) уровень иона  $Cr_3^{+}$  имеет «тонкую структуру» и в электрическом поле кристаллы расщепляются на два близких магнитных подуровня (для работы лазеров это обстоятельство несущественно). Во внешнем магнитном поле каждый из них расщепляется еще на два подуровня, т. е. возникает система из четырех уровней, расстояние между которыми пропорционально напряженности поля  $H$ . Так обстоит дело и для многих других активных веществ.

Для создания инверсной населенности в активной среде усилителя необходимо нарушить термодинамическое равновесие между ионом и кристаллом, которому соответствует «больцмановское» распределение по возбужденным уровням. Это осуществляется путем «накачки», создаваемой вспомогательным электронным изменением. Как уже пояснялось выше, в «двухуровневой» системе создать стационарную инверсию населенности нельзя, в ней могут лишь чередоваться процессы накачки и усиления, поскольку вынужденное испускание разрушает инверсную населенность. Двухуровневый усилитель может работать лишь при импульсной накачке, которая периодически «выключается» в момент достижения максимальной инверсии населенностей и затем снова включается после установления теплового равновесия иона с кристаллом. Поскольку для большинства практических применений необходим непрерывный режим усиления, то такие усилители не получили широкого распространения.

«Трехуровневая система», т. е. активное вещество с тремя уровнями энергии  $E_1 < E_2 < E_3$ , является наиболее эффективной и удобной для целей квантового усилителя. Накачка осуществляется источником с частотой  $(E_3 - E_1)/h$ . Как уже пояснялось выше, инверсная заселенность возникает на переходе с большим временем «парамагнитной релаксации» (т. е. установлено равновесие иона с кристаллом) и меньшей частотой перехода. Понижение температуры кристалла позволяет сильно увеличить время релаксации и увеличить инверсную населенность, а также снизить мощность накачки, необходимую для достижения насыщения перехода  $E_1 - E_3$ . Обычно квантовые усилители работают при гелиевых температурах (4,2–1,5 К); некоторые, менее эффективные усилители могут работать при азотной температуре (77 К). В качестве рабочего вещества практически для всех усилителей в дециметровом и сантиметровом диапазоне используется рубин. Только для миллиметрового диапазона ( $\lambda < 1$  см) недостаточная величина расщепления уровней в магнитном поле не позволяет использовать рубин; для этой области был предложен ряд других кристаллов – изумруд ( $Be_3$ ,  $Al_2$ ,  $(SiO_3)_6$ ), рутил ( $TiO_2$ ), вольфраматы  $Mg$ ,  $Zn$ ,  $Cd$  и другие материалы.

С количественной стороны работа квантового усилителя характеризуется «коэффициентом усиления» –  $\alpha$ , указывающим быстроту нарастания амплитуды электромагнитной волны при прохождении его пути  $z$  через активное вещество по экспоненциальному закону (ср. с формулой (6.1)):

$$E = E_0 \exp(\alpha z). \quad (6.17)$$

Для большинства кристаллов величина  $\alpha$  невелика, и для повышения степени усиления парамагнитный кристалл помещают в объемный резонатор. Форма и размеры резонатора определяют «собственные частоты» резонатора. В «однорезонаторном» усилителе резонатор возбуждается на двух частотах – накачки и усиливаемого сигнала, что позволяет повысить эффективность накачки. Однако наряду с повышением коэффициента усиления в такой системе существенно сужается полоса пропускания (это явление аналогично действию интерферометра Фабри – Перо в лазерных системах, см. выше). Поэтому более распространены «многорезонаторные» усилители, содержащие несколько резонаторов с активным веществом, расположенных «параллельно» или в виде цепочки («отражательные» и «проходные» системы, соответственно). Для повышения коэффициента усиления применяются также «замедляющие структуры», снижающие скорость распространения волны и увеличивающие время взаимодействия волны с активным веществом. Такие «усилители бегущей волны» обладают широкой полосой пропускания и легко «перестраиваются» путем изменения напряженности внешнего поля. Детальное описание разнообразных конструктивных исполнений квантовых усилителей можно найти в обширной специальной литературе.

Основным достоинством квантовых усилителей, обусловившим их широкое практическое применение, является чрезвычайно низкий уровень шумов, что позволяет достигнуть весьма высоких показателей чувствительности усилителей. Мощность шума обычно выражается через «шумовую температуру», которая для большинства квантовых усилителей не превышает 1 К. На практике к этим ничтожно малым шумам добавляется значительно более сильный «шум» от волноводов и других деталей приемно-усилительного устройства в целом. Поэтому применяются специальные меры по снижению шума на всем пути прохождения радиоволн от приемной антенны до усилителя; тем не менее, в результате этого эффекта шумовая температура усилителя в целом обычно не может быть уменьшена ниже 10 К, что все же на 2–3 порядка меньше, чем в традиционных электронных усилителях. Возможность регистрации весьма слабых радиосигналов обусловила преимущественное применение квантовых усилителей в радиоастрологии и планетной радиолокации. Некоторые примеры ценной информации о состоянии удаленных небесных тел, полученной этими методами, были рассмотрены в т. II и более подробно излагаются в специальной литературе.

Рассмотрим теперь некоторые применения квантовых генераторов в СВЧ диапазоне. Как уже пояснялось выше, они отличаются от квантовых усилителей высокой стабильности частоты – «узкополосностью», что достигается применением рабочих веществ с узкими энергетическими уровнями, например, атомных или молекулярных пучков. Принцип действия молекулярного генератора на молекулах аммиака, в котором был использован принцип «сортировки» частиц электрическим полем, был уже указан выше. Относительная нестабильность частоты  $\Delta\nu/\nu$  для этого генератора обусловлена,

главным образом, эффектом «расстройки» – различием между собственной частотой резонатора и центром генерируемой спектральной линии. Кроме того, спектральные линии аммиака имеют сложную структуру, поэтому положение «вершины» сложного контура линии зависит от условий сортировки молекул пучка, т. е. от приложения электрического напряжения. Малейшее изменение этого напряжения вызывает «уход» вершины линии и, следовательно, изменение расстройки. В результате возникает дополнительная нестабильность частоты генерации, относительная величина которой – порядка  $10^{-11}$ . Существенно меньшая нестабильность достигается с помощью мазера, работающего на пучке атомов водорода, ввиду простоты спектральных линий водорода. Атомарный водород ( $H$ ), который из молекулярного ( $H_2$ ) с помощью электрического разряда, в котором имеет место диссоциация молекул. Атомы водорода поступают в виде пучка в сортирующую систему, которая, однако, является не электрической, а магнитной, поскольку атомы водорода не обладают постоянным дипольным электрическим моментом. Зато они обладают парамагнитным моментом, складывающимся из магнитного момента атомного электрона и момента ядра. В магнитном поле, в соответствии с законами квантовой механики, может ориентироваться строго определенным образом относительно вектора напряженности поля  $\vec{H}$ . Различным возможным ориентациям соответствуют определенные значения энергии, как было описано выше. Переходы между этими подуровнями используются для генерации, а сортировка атомов осуществляется в неоднородном магнитном поле, создаваемом системой из нескольких магнитов. Отсортированные возбужденные атомы водорода поступают в объемный резонатор и взаимодействуют с электромагнитными волнами, которые усиливаются за счет эффекта индуцированного радиоволнового излучения. Для создания достаточного усиления время пребывания атомов водорода в резонаторе искусственным образом увеличивают. Водородный лазер излучает на волне 21 см (аммиачный лазер – на 1,26 см), причем относительная погрешность частоты составляет  $3 \cdot 10^{-12}$ . Существуют и другие типы квантовых генераторов, используемых в качестве стандартов частоты (например, лазеры с оптической накачкой); они описаны в специальной литературе.

Такая стандартизация частоты позволяет зафиксировать и обратную величину – период колебаний  $T = 1/\nu$ ; таким образом, стандарт частоты одновременно является и «стандартом величины». Ход этих атомных и молекулярных часов не зависит от каких-либо необратимых процессов «старения», присущих всем другим «макроскопическим» часовым механизмам, в том числе и применявшимся до «эпохи лазеров» кварцевым стандартам времени. Внедрение «атомных часов» в систему службы времени позволило повысить её точность более чем в 100 раз. Точный отсчет времени необходим, например, в навигации для определения точного местоположения самолета или корабля, особенно в космической навигации, поскольку при малой мощности бортовых передатчиков и малых размерах передающих антенн дальняя радиосвязь надежно поддерживается только в очень узких каналах, так что

стабильность частоты передатчика должна быть чрезвычайно высокой. Близкие по характеру задачи возникают при геодезических и картографических работах. Квантовый стандарт частоты и времени находят все более широкое применение в промышленности, системе радиовещания, во многих научных исследованиях и т. д. Это основано на возможности сведения измерения ряда других физических величин к измерению частоты с помощью специальных преобразователей «датчиков» неэлектрических величин в электрические. Имеются также различные пути дальнейшего повышения точности квантовых стандартов частоты. Стоимость лазеров, вначале весьма высокая, постепенно снижается и приближается к стоимости «традиционных» генераторов и стандартов частоты.

Рассмотрим теперь некоторые специальные применения оптических квантовых генераторов в научных исследованиях и различных областях техники. Разумеется, дать здесь более или менее полный обзор по этим вопросам невозможно, и мы ограничимся лишь наиболее характерными примерами.

#### 6.4 Нелинейная оптика

Как уже упоминалось выше, появление лазеров – источников мощного направленного монохроматического излучения – привело к созданию в короткий срок новой области физики – «нелинейной оптики». Полученные в этой области фундаментальные научные результаты стимулировали развитие новых направлений в физике плазмы, радиофизике и акустике, а также в физике твердого тела. Изучение квантовых оптических явлений может дать ключ к пониманию ряда астрофизических явлений, и т. д. Внедрение полученных научных результатов в практику обещает большие перспективы и является делом ближайшего будущего. Нелинейная оптика в настоящее время находится на переднем крае современной физике; она развивается в неразрывной связи с квантовой электроникой, и её достижения в значительной мере определяются темпами развития лазерной техники.

«Долазерная», «линейная» оптика представляет собой оптику слабых световых пучков, интенсивность которых настолько мала, что электромагнитное поле световой волны не в состоянии в значительной мере изменить физические свойства, через которые проходит волна. Основными характеристиками такой волны, определяющими её взаимодействия с веществом, является частота  $\nu$  (или длина волны  $\lambda = C/\nu$ ) и поляризация волны, а интенсивность (плотность потока энергии измерения), пропорциональная квадрату напряженности электрического поля волны  $E_2$ , практически не влияет на это взаимодействие. Таким образом, свойства светового пучка, например его частота, угол расхождения и т. д., не зависят от интенсивности волны. Показатель преломления вещества  $k$  зависит (для данного вещества) только от частоты излучения, но не от его интенсивности. В основе «линейной» оптики лежит «принцип суперпозиции», согласно которому эффекты, создаваемые её

отдельными гармоническими составляющими независимы друг от друга. Обоснованием этого принципа является «материальное уравнение», связывающее величины вектора поляризации  $\vec{P}$  (дипольного момента единицы объёма среды, поляризованной электрическим полем) с напряженностью поля  $\vec{E}$  (см. т. II)

$$P = \kappa E, \quad (6.18)$$

где  $\kappa$  – диэлектрическая восприимчивость, зависящая только от свойств среды. На основе этого уравнения описывается элементарный процесс, лежащий в основе взаимодействия света с веществом – возбуждение атома или молекул световым полем и переизлучение света возбужденным атомом или молекулой. Возбужденные полем «первичной» волны частицы дают «вторичные» волны, которые, складываясь с первичной волной, дают «проходящую» волну, свойства которой могут отличаться от свойств «первичной». Таким образом объясняются, в частности, явления дисперсии, поглощения, отражения, преломления света (см. гл. 3). Интенсивность световой волны не входит в получающиеся при этом количественные выражения.

В то же время «нелинейные» оптические эффекты наблюдались еще до появления «лазерной» оптики. Например, эффект уменьшения поглощения света большой интенсивности в среде («просветление» среды) уже давно наблюдается в экспериментах по предложению измерения от мощной конденсированной искры через урановое стекло. Зарегистрированное уменьшение коэффициента поглощения (на 1,5 %) объясняется тем, что в сильном поле световой волны большая часть атомов или молекул находится в возбужденном состоянии и уже не может поглощать свет. Другие возможные нелинейные эффекты в оптике теоретически предсказывались на основе общей теории колебаний; подобные эффекты хорошо известны в акустике и радиофизике, где уже давно были достигнуты достаточной интенсивности волны для проявления нелинейных эффектов. С развитием лазерной техники стало возможным создание источников световых пучков с мощностью до  $10^{11}$  Вт. Сильное световое поле таких волн уже в состоянии изменить оптические характеристики среды – показатель преломления и коэффициент поглощения, которые становятся функциями напряженности электрического поля в электромагнитной волне  $E$ . Поэтому в результате изучения прохождения лазерных пучков через вещества обнаруживается целый ряд необычных «нелинейных» оптических эффектов.

При наличии зависимости оптических свойств среды от интенсивности светового пучка линейное уравнение (6.18) требует пересмотра. Для этого воспользуемся неоднократно упоминавшейся ранее классической моделью атома вещества как «гармонического осциллятора, который совершает «собственные» колебания в отсутствие и «вынужденные» – при наличии электрического поля световой волны. Напряженность внутриатомного поля  $E_a \sim l/a^2$  ( $a$  – атомный радиус) или  $E_a \sim 10^8\text{--}10^9$  В/см. В то же время в «нелазерных» световых пучках  $E < 10$  В/см. Таким образом,  $E \ll E_a$ , и атомный

осциллятор можно считать гармоническим, т. е. возвращающаяся сила является «квазиупругой» (пропорциональна смещению от положения равновесия). Именно это утверждение математически выражается формулой (6.18). В пучке от лазерных источников  $E \sim 10^7$  В/см, и атомный осциллятор уже может обладать заметной ангармоничностью, т. е. возвращающая сила уже не пропорциональна смещению, и выражение (6.18) теряет силу. При  $E/E_a \ll 1$  величину  $P$  можно представить в виде ряда по малому периметру  $E/E_a$ , что приводит к выражению:

$$P = \kappa E + \chi E^2 + \nu E^3. \quad (6.19)$$

Коэффициенты  $\chi$ ,  $\nu$  и т. д. называются «нелинейными восприимчивостями». По порядку величины  $\chi \sim 1/E_a$  и  $\nu \sim 1/E_a^2$ . Материальное уравнение (6.19) заменяет (6.18) в нелинейной оптике. Если на «нелинейную» среду падает монохроматическая световая волна с вектором  $\vec{E}$ , численно равным

$$E = A \cos(\omega t - kx), \quad (6.20)$$

то величина вектора поляризации, с учетом члена с  $\chi E^2$  в (6.19), может быть выражена в виде суммы линейного

$$P(\text{л}) = kA \cos(\omega t - kx), \quad (6.21)$$

и нелинейного слагаемых.

$$P(\text{нл}) = \kappa A^2/2 + \chi A^2/2 \cos 2(\omega t - kx), \quad (6.22)$$

Второй член в первой части (6.22) описывает поляризацию, изменяющуюся с частотой  $2\omega$ , что соответствует генерации 2-й гармоники. Учет 3-го члена в (6.19) приводит к появлению 3-й гармоники поляризации и зависимости показателя преломления среды от интенсивности волны. Помимо этой основной причины, изменение показателя преломления может быть выявлено также нагревом среды на  $\Delta T$ . В результате поглощения лазерного излучения:

$$\Delta T = \alpha E^2, \quad (6.23)$$

тогда показатель преломления  $n$  изменяется согласно выражению:

$$n = n_0 + \delta n / \delta T \Delta T. \quad (6.24)$$

В некоторых случаях проявляется также явление электрострикции – изменение размеров среды под действием поля световой волны, и другие эффекты лазерного излучения в веществе.

Появление 2-й гармоники, т. е. удвоение частоты, легко наблюдается при прохождении излучения неодимового лазера ( $\lambda_l = 1,06$  мкм) через кристалл ниобата бария; при этом более 60 % энергии «первичного» излучения может перейти в излучение 2-й гармоники ( $\lambda_2 = \lambda_l/2 = 0,53$  мкм). В ряде случаев можно наблюдать появление 3-й и более высоких гармоник.

Согласно формуле (6.19), каждый атомный осциллятор под воздействием «первичной» волны дает вторичные волны на основной частоте и её гармониках. Основная гармоника и высшие гармоники внутри среды больших размеров по сравнению с  $\lambda$  интерферируют, и результат интерференции



(усиление или ослабление) зависит от фазовых соотношений между ними. При выполнении условия «фазового синхронизма» – равенства фазовых скоростей основной волны и её гармоник – «перекачка» энергии в высшие гармоники (например, от  $\omega$  к  $2\omega$ ) – максимальна. Такой эффект можно наблюдать непосредственно лишь в бездисперсной среде; однако его можно получить «искусственным» путем, «моделируя» среду без дисперсии путем использования поляризованного света и анизотропной среды. Таким способом можно довести КПД оптических удвоителей частоты до 0,8 и выше. Эти приборы применяются для преобразования длинноволнового излучения в коротковолновое для различных практических целей (например, в приведенном выше примере неодимового лазера излучение в результате удвоения «переводится» в видимую область спектра). Современные «оптические умножители частоты» (например, на неодимовом стекле) позволяют получить мощное когерентное излучение также и на 3-й (0,35 мкм) и 4-й (0,26 мкм) гармониках, т. е. в ультрафиолетовой области спектра. При применении специально подобранных кристаллов с большими значениями «нелинейных» коэффициентов  $\chi$  и  $\theta$  можно получить даже 9-ю гармонику неодимового лазера (119 нм), лежащего в области вакуумного ультрафиолета. Возможности процесса в этом направлении еще далеко не исчерпаны.

При превышении некоторой «критической» мощности светового пучка ( $P_{кр}$ ) параллельный пучок лазерного излучения в среде вместо обычной дифракционной расходимости обнаруживает сужение – «самосжатие». Величина  $P_{кр}$  для различных сред варьирует в широких пределах – от нескольких Вт в кристаллах до десятков кВт в жидкостях. При распространении мощных импульсных лазерных пучков в некоторых жидкостях самосжатие принимает характер «схлопывания» пучка; при этом световое поле настолько резко усиливается, что появляются скачкообразные изменения физических свойств вещества – световой «пробой», фазовые переходы и изменение агрегатного состояния вещества (световой пробой называют также «лазерной искрой»). В других случаях (например, при прохождении излучения газовых лазеров непрерывного действия через стенки) нарастание светового поля носит более плавный характер. За «локальной точкой» предельного схождения пучка, его диаметр может оставаться неизменным, т. е. образуется «собственный волновой канал» («квазистанционарный путь»), или же диаметр пучка начнет возрастать, однако внутри него еще долго сохраняется узкий волновой канал с сильным световым полем.

Совокупность этих явлений – «самофокусировка» лазерного пучка – объясняется тем, что в сильном световом поле изменяется показатель преломления  $n$  среды (механизмы этого изменения были указаны выше). Если в области пучка величина  $n$  возрастает, то эта область становится оптически более плотной, и периферийные лучи отклоняются к центру пучка. Этот эффект может «перевесить» дифракционные расходжения пучка, и тогда будет наблюдаться его самофокусировка. Если же показатель преломления в

указанной области уменьшится, то эта область становится оптически менее плотной, что приводит к схождению – «самофокусировке» пучка, значительно превышающей обычное дифракционное расхождение. Явление самофокусировки, при котором частота и волновое число излучения мало изменяются, называется «самовоздействием» световых волн. Наряду с этой «пространственной» модуляцией, в явлениях самовоздействия наблюдается и «временная» модуляция. Если световой импульс распространяется в среде, показатель преломления которой определяется выражением:

$$n = n_0 + n_2 E^2, \quad (6.25)$$

то наблюдается искажение формы и фазовая модуляция пучка, что обуславливает значительное уширение спектра излучения: ширина спектра выходящего из среды излучения может в тысячи раз превышать ширину спектра на входе в среду. Эффект самовоздействия определяет основные особенности распространения световых пучков большой мощности во многих средах, в том числе в активных средах самих лазеров. Лавинное нарастание напряженности поля световой волны при самофокусировке пучка может вызвать световой пробой и разрушение рабочего вещества. Большой практический интерес представляет исследование поведения пучка за локальной точкой. В ряде случаев наблюдается перемещение фокуса пучка со скоростью  $10^9$  см/с, т. е. близкой к скорости самой световой волны. Это объясняется изменением мощности излучения во времени, имеющем место в любом реальном лазерном импульсе, и соответственным изменением фокусного расстояния «нелинейной линзы» (среды с изменяющимся  $n$ ).

Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности света, наблюдаемая в мощных лазерных пучках, приводит к специфическим особенностям процесса поглощения. Среда, непрозрачные для «слабых» пучков, могут быть прозрачными для пучков большой интенсивности («просветляющие» среды), и наоборот, прозрачные материалы могут стать «затемненными» для высокоинтенсивных пучков («нелинейное поглощение»). Пример подобного эффекта уже приводился выше. Если интенсивность «резонансного» для данной среды излучения велика, то значительная доля общего числа частиц среды переходит из основного в возбужденное состояние, и достигается «эффект насыщения» (см. п. 5.2.). Для этого необходимо затратить определенную энергию, поэтому «просветление» среды сопровождается определенными потерями энергии лазерного пучка. При прохождении через среду коротких (по сравнению со временем релаксации среды) лазерных импульсов наблюдается «резонансное самопросветление» среды – короткий импульс проходит через среду без поглощения (при этом слабое излучение той же частоты может поглотиться почти полностью). В результате взаимодействия со средой групповая скорость и форма могут существенно измениться. Эти эффекты объясняются заметной вероятностью «многопрофильных» процессов одновременного поглощения  $m$  квантовых частот  $\omega_1 = \omega_0/m$  при взаимодействии интенсивного излучения частоты  $\omega_0$  со средой.

Разработка основ нелинейной оптики привела к появлению принципиально новых методов «нелинейной» и «активной» («лазерной») спектроскопии и усовершенствованных методов «традиционной» («нелазерной») оптической спектроскопии. Для многих целей абсорбционного спектрального анализа важно иметь методики излучения, перестраиваемые по частоте. Эта задача решается путем использования «когерентного распада» фотонов частоты  $\omega$  на два фотона с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в нелинейной среде (при этом выполняется «условие синхронизма», (см. выше) и условие  $\Omega = \omega_1 + \omega_2$ ). На этом основано действие «параметрического генератора света». В этом устройстве мощная волна фиксированной частоты параметрически возбуждает световые волны меньшей частоты. Частоты возбуждаемых таким способом волн зависят от характера дисперсии в кристалле. Изменение дисперсии среды, т. е. величины показателя преломления  $n$ , позволяет управлять частотой волн, выходящих из генератора, в весьма широких пределах. Применение параметрических генераторов позволяет в настоящее время перекрыть большой диапазон длин волн – от видимой до далекой ИК-области. Они используются в качестве источников света для абсорбционных спектрометров и отличаются стабильностью и простотой управления; помещая нелинейный кристалл во внешнее электрическое поле, возможно осуществить амплитудную или частотную модуляцию излучения.

Дисперсия «направлений синхронизма» в нелинейных кристаллах может проявляться значительно сильнее, чем «обычная» дисперсия вещества. Это обстоятельство было использовано при создании «корреляционных» спектрографов и спектрографов с пространственным разложением спектра («Фурье – спектроскопия», см. гл. 2). В последних, частоты спектральных линий исследуемого источника («генератора накачки»)  $\omega_n$ . На выходе образуется «суммарное» интенсивное излучение с частотой  $\omega_x + \omega_n$ , которое может наблюдаться только в пределах узкого телесного угла, которому соответствует выполнение условия волнового синхронизма. При этом методе спектрального анализа имеет место повышение частоты света, что особенно выгодно при проведении исследований в ИК-области, и значительное усиление сигнала. Указанный эффект сложения частот нашел и другие практические применения, одним из которых является регистрация слабых сигналов в ИК-диапазоне. Если частота  $\omega_x$  находится в ИК-области, а  $\omega_n$  – в видимой, то и суммарная частота  $\omega_x + \omega_n$  попадает в видимую область спектра ( $\omega_x > \omega_n$ ), причем коэффициент преобразования может быть значительно больше единицы. В видимом диапазоне регистрация слабых сигналов успешно осуществляется с помощью высокочувствительных фотоэлектронных умножителей. Система, состоящая из нелинейного кристалла, осуществляющего сложение частот, и фотоэлектронного множителя представляет собой весьма чувствительный приемник ИК-излучения и применяется, например, в инфракрасной астрономии. Система позволяет не только зарегистрировать сигнал, но и преобразовать ИК излучение в видимый свет, что обеспечивает «визуализацию» исследуемого объекта излучения.

Методы нелинейной оптики в настоящее время проникли в «традиционные» разделы оптики и легли в основу ряда её новых направлений; сюда относятся, например, нелинейное вращение плоскости поляризации, нелинейное рассеяние света, нелинейная дифракция и т. д. При росте интенсивности излучения (он ограничивается процессами разрушения среды или радикального изменения её свойств) появляются новые нелинейные эффекты, дающие ценную информацию о взаимодействии света с веществом. Использование лазера на  $CO_2$  (10,6 мкм) позволило открыть нелинейные особенности поведения носителей заряда (электронов и дырок) в полупроводниках (в видимой области эту нелинейность наблюдать не удастся) и обнаружить новые нелинейные оптические материалы. Применение мощных источников ультрафиолетового излучения дает возможность исследовать нелинейное поглощение света в кристаллах и жидкостях с шириной запрещенной зоны и получить удвоение частот в области вакуумного ультрафиолета. Когерентные нелинейные эффекты наблюдались также в рентгеновской области; создание «рентгеновского лазера» может открыть новые возможности исследования глубинных процессов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

## **6.5 Применение лазерной техники**

Широчайшие возможности использования лазеров в промышленности, научных исследованиях, биологии, медицине и т. д. обусловлены фундаментальными преимуществами этих квантовых генераторов оптического излучения по сравнению с традиционными источниками света. Прежде всего, когерентность лазерного излучения позволяет достигнуть с помощью простых оптических систем огромной концентрации световой энергии, что позволяет плавить или испарять самые тугоплавкие вещества в различных технологических процессах и даже инициировать термоядерные реакции благодаря возможности огромного локального повышения температуры в лазерном луче.

Огромная интенсивность лазерного излучения обуславливает появление нелинейных эффектов взаимодействия поля световой волны с веществом («нелинейная оптика»), изменение законов отражения, преломления и поглощения света, появление «самофокусировки» луча и т. д. Это открывает возможность управления характеристиками световых волн, подобно тому, как это делается в радиотехнике с волнами радиодиапазона.

Когерентность лазерного излучения позволяет создавать остронаправленные (слаборасходящиеся) световые пучки, способные проходить огромные (космические) расстояния без существенного ослабления. Например, красным светом рубинового лазера можно осветить на Луне, находящейся на расстоянии 384 000 км от Земли, площадку диаметром менее 1 км. Это позволяет использовать лазерные лучи для дальней космической связи и локации. Кроме того, с помощью лазеров можно получать очень

короткие вспышки (световые импульсы) длительностью  $10^{-11}$ – $10^{-12}$  с, причем световой пучок в пространстве имеет вид тонкого диска толщиной 3–0,3 мм. Это позволяет очень точно измерить большие расстояния с помощью лазерных дальномеров (например, указанное выше расстояние до Луны измерено с точностью до 10 см). Кроме того, большая частота оптического излучения по сравнению с радиоволнами обуславливает зажим сигналов голографическим методом на обычной фотопластике  $10 \times 10$  см<sup>2</sup> (может поместиться примерно  $10^{10}$  бит информации), что позволяет примерно соответствовать миллиону страниц печатного текста.

В современных лазерах достигнут высокий КПД преобразования электрической энергии в световую (20–40 %) в непрерывном режиме. Спектральный диапазон излучения лазеров простирается от ультрафиолетовой (116 нм = 0,116 мкм) до инфракрасной (1800 мкм) области. Используются различные рабочие вещества для генерации лазерного излучения. Так, в твердотельных лазерах используются кристаллы (рубин, гранат и т. д., более 60 видов), стекла (силикатные, фосфатные – более 10 видов) и полупроводники (арсенид галлия, сульфид кадмия и др. – более 30 видов различных полупроводников). В жидкостных лазерах работают на более чем 100 различных смесях и чистых газах, с использованием 1000 спектральных линий, причем как на нейтральных атомах (*He–Ne*, *He–Xe* – лазеры) и ионах (*Ar*<sup>+</sup>, *Xe*<sup>+</sup>, др.), так и молекулах (*CO*<sub>2</sub>, *CO*), в парах металлов (*Cu*, *Au*) и т. п. Существуют специальные типы лазеров – газодинамические (например *CO*<sub>2</sub>), электроионизационные (*CO*<sub>2</sub>, *CO*, *XeF*), химические (*H*<sub>2</sub> + *F*<sub>2</sub>, *D*<sub>2</sub> + *F*<sub>2</sub> + *CO*<sub>2</sub>), эксимерные (*Xe*<sub>2</sub>, *ArF*) и др.

Диапазон применения лазерной техники сегодня необычайно широк. Лазеры успешно справляются, например, со сваркой мелких и мельчайших деталей в точном приборостроении; в микроэлектронике используются аппараты для лазерной резки материалов. В часовой промышленности лазерный луч используется, в частности, для сверления отверстий диаметром 0,05–0,1 мм в заготовках рубиновых камей. В медицине «лазерные ланцеты» используются для тончайших и сложнейших операций, например, на сетчатке глаза, операции желудка при использовании вводимой в желудок волоконной оптики (световодов). Посадочные лазерные системы (например, «Глиссада») позволяют вести лучом лазера лайнер в нужном направлении при любых погодных условиях на аэродроме. Лазерные проекционные микроскопы (основой которых служат лазеры на парах меди, дающей интенсивные линии излучения в зеленой области спектра) позволяют получать изображения микрообъектов на большом экране с увеличением 10 000, что недоступно для обычных проекционных микроскопов. Полупроводниковые лазеры позволили создать принципиально новые электронно-лучевые трубки с лазерным экраном, в которых благодаря острой направленности излучения и высокому КПД преобразования электронной энергии в световую эффективная яркость единицы поверхности экрана в 10 000 раз выше, чем у современных телевизоров, что позволяет при сохранении стандартной яркости изображения проецировать

изображения на экранах площадью 6 м<sup>2</sup> в красном и зеленом цветах; в недалеком будущем будет создан цветной лазерный телевизор с проецированием изображения на большом экране.

Исследование возможности стимулирования химической активности веществ путем ослабления или разрыва атомных связей под воздействием лазерного излучения привело к созданию «лазерной химии» – нового научного направления, с выходом в химическую технологию. Если частота лазерного луча попадает в резонанс с собственными колебаниями атомной или молекулярной колебательной системы, то можно избирательно «раскачать» определенную атомную связь, и стимулировать химическую активность вещества, то есть активировать те группы атомов, которые при обычном нагреве (традиционном способе активизации веществ) химически не активны, поскольку при этом в первую очередь разрываются («активируются») наиболее слабые связи внутри молекул. Таким способом удастся «обойти» естественную химическую активность и получить новые типы соединения, которые нельзя получить традиционными методами. Изучением этих лазерохимических процессов был установлен целый ряд существенных особенностей кинетики этих реакций, выявлены возможности лазерно-химического синтеза и исследованы технологические применения этих процессов, в частности, для разделения изотопов, что позволило заложить основы лазерной химии – нового перспективного научного направления.

Развитие лазерной техники привело к возникновению еще одного направления – оптоэлектроники, т. е. методов управления светом с помощью света или электрического тока. Эта область науки граничит с радиоэлектроникой, однако позволяет решать задачи, непосильные для традиционной радиотехники. Например, применение лазерных устройств позволит создать вычислительные машины с максимальным быстодействием – более миллиарда операций в секунду. Использование света с упоминавшейся выше большой информационной емкостью позволяет создать компактные устройства памяти с огромной емкостью для ЭВМ. Как уже упоминалось, на фотопластинке 10×10 см<sup>2</sup> уже сейчас удастся поместить до 10<sup>10</sup> бит информации. Хотя запись информации при этом осуществляется сравнительно медленно, однако считывать её возможно чрезвычайно быстро (до 10<sup>11</sup> единиц информации в двойном коде в секунду) с помощью матриц инжекционных лазеров (малогабаритные полупроводниковые лазеры) или лазерной электроннолучевой трубки. Разрабатываются также реверсивные материалы, позволяющие быстро (за время ~ 1 мкс) записать, а затем стереть информацию (причем неоднократно, как на магнитной ленте), что важно для создания устройств оперативной (кратковременной) памяти для ЭВМ. Развиваются и другие направления коренного совершенствования вычислительной техники с целью создания высокопроизводительных оптических вычислительных машин с быстодействием ~10<sup>9</sup> операций в секунду.

Остановимся несколько подробнее на возможностях лазерной обработки материалов, обусловленных получением с помощью лазеров световых пучков с

высокой мощностью – до  $10^{17}$  кВт/м<sup>2</sup>, при фокусировке излучения в пятно диаметром 100–10 мкм, что позволяет обработать материалы, не поддающиеся обработке и т. п. Острая фокусировка и сравнительно малая продолжительность переходного процесса установления стационарного режима взаимодействия с веществом позволяет обрабатывать определенные участки материала без ненужного воздействия на соседние участки поверхности. Это используется в проведении новых технологических операций – сверление узких каналов в тугоплавких материалах, различных операциях в процессе изготовления пленочных микросхем, а также для существенной интенсификации (ускорения) процессов обработки материалов. Например, время обработки одного алмазного круга сокращается с 2–3 дней до 2 мин при использовании лазерного луча для пробивания отверстий в круге. Очень широко используется лазерная технология в микроэлектронике для сварки соединений вместо традиционной пайки.

Основным преимуществом лазерной обработки материалов по сравнению с традиционными способами является безконтактность (отсутствие проблемы загрязнения и износа инструмента), возможность обработки труднообрабатываемых деталей и возможность сверления очень узких каналов (так же и под углом к поверхности) и отверстий, о чем уже упоминалось выше. Лазерные излучения поглощаются в очень тонком поверхностном слое оптически непрозрачного материала толщиной менее длины волны излучения, что приводит к быстрому разогреву, плавлению и испарению вещества (струи испаряемого вещества наблюдались непосредственно методом скоростной киносъемки). Вначале поглощение излучения незначительно из-за больших коэффициентов отражения металлами оптического излучения в видимой ИК области, однако после углубления в материал поглощение энергии излучения достигает практически 100 %. Испарение вещества, сопровождающееся выбросами жидкой массы, образованием ударных волн и с другими гидродинамическими эффектами, преобладает при мощности излучения  $10^9$ – $10^{13}$  кВт/м<sup>2</sup>; при мощности  $10^6$ – $10^9$  кВт/м<sup>2</sup> основным процессом является разогрев с последующим плавлением материала. Таким образом, изменяя мощность излучения, длительность импульса и др. параметры, возможно управлять механизмами взаимодействия лазера с веществом.

Для лазерного сверления и резания наиболее подходящими являются материалы с малой теплопроводностью (алюминий, сталь) поскольку ввиду сравнительно медленного теплоотвода от места воздействия лазерного луча в этом месте интенсивно протекает испарение материала. Для сверления отверстий в алмазных кругах, ферритовых пластинах памяти и фильерах (для протяжки проволоки и синтетических волокон) используются мощные лазеры, работающие в импульсном режиме с длительностью импульсов ~ 0,1 мкс. Это позволяет сверлить отверстия с диаметром от 2 мкм до 10 мм при отношении глубины отверстия к его диаметру до 25. Большие скорости резания материалов – до 2,5 см/с – достигаются при использовании импульсных лазеров

с большой частотой повторения импульсов (например, с применением алюмоиттриевых гранатов).

В указанном выше сравнительно узком диапазоне мощностей импульсных лазеров наблюдается плавлением материалов на глубину нескольких десятых миллиметра без существенного испарения, причем лучше плавятся металлы с большей теплопроводностью (медь, серебро, золото). На этом основано применение лазеров в микроэлектронике для монтажа микросхем и печатных схем, травления микросхем, изготовления  $n - p$  переходов, приварке выводов к полупроводниковым диодам и триодам и др. операций. Сварные соединения в микросхемах бывают трех основных типов – провод – провод, провод – пленка и пленка – пленка. Для изготовления этих соединений типичной сваркой применяются лазеры мощностью 0,1–30 кВт, создающие плотность потока энергии  $10^6$ – $10^7$  кВт/м<sup>2</sup>, с длительностью импульсов  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  с и энергией 1–10 Дж; при диаметре пятна от 10 до 1000 мкм. Для микросверления используются лазеры с мощностью 10–1 000 кВт при плотности потока энергии  $10^9$ – $10^{10}$  кВт/м<sup>2</sup>, с длительностью импульсов  $10^{-7}$ – $10^{-3}$  с. Очень перспективно для этих целей использование лазеров на алюмоиттриевом гранате, дающих импульсы с мощностью ~ 5 кВт при частоте их следования ~ 1 кГц. Мощные газовые лазеры на  $CO_2$  обеспечивают выходную мощность даже в непрерывном режиме до 5 кВт.

Мощные импульсы, обеспечивающие максимальную мощность до  $10^{12}$  Вт при плотности потока порядка  $10^{12}$  кВт/м<sup>2</sup>, используются и для других целей, в частности, для оптического пробоя газов. Это применение лазеров основано на одном из эффектов, возникающих в среде при прохождении света большой интенсивности: газ, прозрачный для слабых световых лучей, становится непрозрачным для интенсивного света, то есть, иными словами,

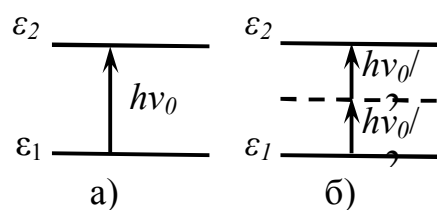


Рисунок 6.9

интенсивное излучение поглощается в среде гораздо сильнее слабого. Этот эффект называется многофотонным поглощением. В квантовой теории это объясняется тем, что в то время как при обычных интенсивностях в этом элементарном акте взаимодействия света с атомом вещества поглощается один фотон с энергией  $h\nu_0 = E_2 - E_1$  (рис. 6.9, а) при больших интенсивностях могут

поглощаться два фотона с частотами  $\nu_0/2$  (рис. 6.9, б), три фотона с частотой  $\nu_0/3$  (двух- и трехфотонное поглощение) и т. д.

Такой эффект приводит к тому, что коэффициент поглощения быстро возрастает при больших интенсивностях света, что приводит к сильному нагреву газа и его термической ионизации. В результате этого в фокусе лазерного пучка в газе образуется сгусток плазмы – «лазерная искра». Механизм развития этого специфического лазерного пробоя газа аналогичен высокочастотному пробоя газа; это образование электронных лавин в сильном электрическом поле световой волны. Возникшая лазерная искра имеет вид факела, растущего в направлении к лазеру, что связано с образованием ударной



волны в момент возникновения искры. Иногда наблюдается также возникновение «длинной искры» – серии (порядка 100) отдельных искр вдоль лазерного луча, причем длина этой серии достигает 1–2 м. Это явление, по-видимому, обусловлено пространственной неоднородностью плотности излучения лазера, вследствие которой условия для искрового пробоя могут создаться во многих точках на пути луча за время лазерного импульса.

Большое практическое значение имеет применение лазеров для создания стандартов частоты и времени. Естественные эталоны времени – сутки (солнечные и звездные) не отличаются достаточной стабильностью, чтобы служить эталоном (образцовой мерой) времени высокой степени точности. Наблюдение спектральных линий в радиодиапазоне открыло путь для создания точных и стабильных измерений частоты ( $\nu$ ) и, следовательно, времени ( $T = 1/\nu$ ). Ход этих «атомных и молекулярных» часов (квантовых эталонов частоты) определяется периодом колебаний (движения электронов) в атомах и молекулах, которая для данного атома обладает полной стабильностью и строго индивидуальной величиной согласно закона квантовой механики. Состояние квантомеханической системы не может изменяться («стариться») постепенно, как ход обычных часов, а изменяется лишь скачком, например, при удалении электрона из атома или распада его ядра. Точные измерения и воспроизведение этих стабильных атомных частот стало возможным именно с появлением квантовых генераторов в радиодиапазоне (молекулярных и атомных генераторов или «лазеров»).

В качестве атомнолучевого стандарта в 1967 г. было принято определение атомной секунды, равной 9 192 631 770,0 периодов электромагнитных колебаний, соответствующих избранному квантовому переходу атома цезия  $Cs^{133}$ . Эта величина была найдена путем измерений с помощью точного прибора – атомнолучевого радиоспектроскопа. В квантовом генераторе создаются условия для лазерной генерации на частоте, соответствующей эталонной, т. е. такой прибор непосредственно воспроизводит эталон частоты и времени. Впервые этот прибор («молекулярный генератор») был создан в 1954 г. в ФИАН им. Лебедева Н. Г. Басковым и А. М. Прохоровым; в нем молекулы аммиака генерируют электромагнитные колебания СВЧ, обладающие весьма высокой монохроматичностью и стабильностью частоты перехода (23 870 МГц). В дальнейшем были разработаны более совершенные квантовые эталоны частоты, позволяющие резко повысить точность воспроизведения эталонной частоты. Одним из таких приборов является «водородный» генератор, работающий на пучке атомов водорода; ввиду более простой структуры спектральных линий по сравнению с молекулами аммиака этот генератор обеспечивает относительную погрешность эталонной частоты  $\Delta\nu/\nu \sim 3 \cdot 10^{-12}$ , или примерно в 3 раза меньше, чем молекулярный генератор. Применение мощных газовых лазеров позволило создать также оптические стандарты частот, т. е. квантовые стандарты частоты в оптическом спектральном диапазоне. Ранее в этом диапазоне были возможны лишь точные измерения длины волны (а не частоты), что позволило, в частности, выбрать

одну из спектральных линий  $\lambda_{Kr}$  изотопа криптона  $Kr^{86}$  в качестве эталона длины – метра:  $1 \text{ м} = 1\,650\,763,73 \lambda_{Kr}$ . В настоящее время относительная погрешность оптических эталонов частоты уже достигла уровня  $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-10}$ – $10^{-11}$ . Это означает важный шаг на пути к объединению эталона длины с эталоном времени (частоты) в одном приборе.

В результате введения квантовых стандартов частоты в службу времени её точность повысилась более чем в 100 раз. Не менее важна роль этих эталонов в системах радионавигации – вождения самолетов и кораблей в любое время суток и при любой погоде; эти системы основаны на определении времени распространения радиоволн от нескольких радиопередающих станций до корабля или самолета. Квантовые стандарты частоты применяются и в космической навигации для определения положения и скорости космического корабля при дальних полетах. При малой мощности передатчиков и малых размерах антенны на борту космического корабля дальняя радиосвязь может осуществляться только в очень узких каналах; для достижения этого требуется чрезвычайно высокая стабильность частоты. К задачам этого рода примыкают наземные и морские геодезические и картографические работы, при которых также применяются указанные стандарты. В целом применение этих приборов обеспечивает исключительно высокую точность измерений промежутков времени и периодов гармонических колебаний, причем эта точность продолжит повышаться, что обуславливает все более широкое внедрение квантовых стандартов частоты в научные исследования, в промышленность и в систему радиовещания.

В заключение рассмотрим еще одну область науки и техники, бурное развитие которой связано с появлением лазеров – оптическую голографию. При обычном фотографическом способе получения изображений предметов используются оптические системы (объективы), дающие более или менее четкое изображение точек предмета в месте расположения фотоэмульсии. Если предмет не является плоским, то получить одинаково четкое изображение всех его точек в плоскости фотоэмульсии невозможно. Кроме того, при этом теряется объемное представление о предмете, и для его сохранения приходится применять специальные методы стереофотографии. Однако и с их помощью полного эффекта объемности предметов достигнуть не удастся. Так, на стереографии невозможно увидеть часть предмета, закрытую другими предметами, которые расположены ближе к наблюдателю.

Метод голографического изображения коренным образом отличается от фотографии и стереофотографии. На голограмме регистрируется не само изображение предмета, а структура световой волны, отраженной предметом.

При этом в голографии, в отличие от фотографии, не используются оптические приборы – линзы или фокусирующие зеркала. Для получения голограммы на фотоэмульсию направляются одновременно свет, рассеянный объектом (предметный пучок), и часть света источника, освещающего этот объект (опорный пучок), как показано на рисунке 6.10, а. При этом в результате интерференции опорного и предметного пучков возникает интерференционная

картина – чередование светлых и темных областей, которая и фиксируется фотопластинкой. Проявленная и обработанная фотопластинка представляет

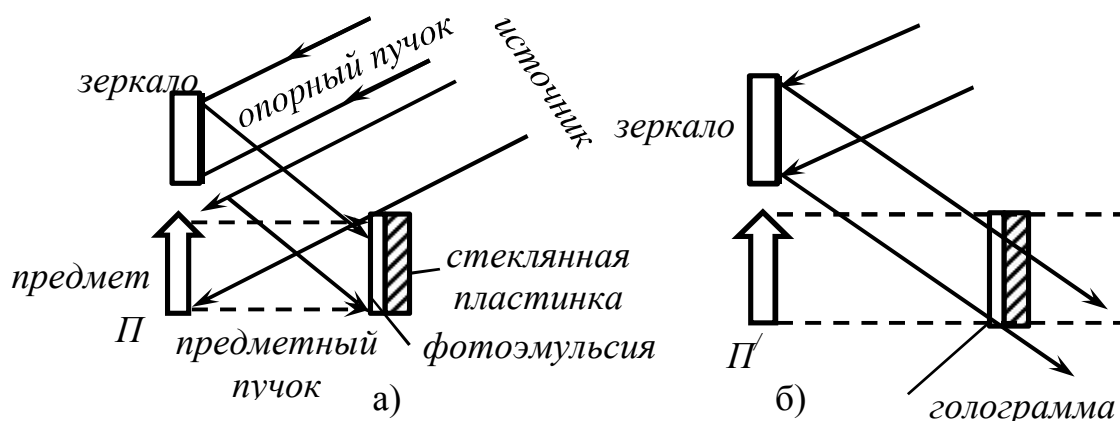


Рисунок 6.10

собой голограмму. На ней при простом рассматривании глазом не видно ничего общего с исследованным объектом. В то же время голограмма содержит в «зашифрованном» виде всю информацию не только об интенсивности, но и о фазе световых волн, рассеянных предметом, которая различна для равноудаленных от фотопластинок точек предмета. Для образования видимого изображения по голограмме – восстановления изображения – необходимо просветить голограмму, как диапозитив, опорным световым пучком (рис. 6.10, б). При этом под углом к световому пучку появляется видимое (мнимое) изображение предмета П, как бы висящее в воздухе. При этом достигается полная объемность изображения. Если во время экспозиции более близкие предметы закрывали часть исследуемого предмета, то, изменяя положение глаз, наблюдатель может «заглянуть» через «окно», ограниченное предметом голограммы, за мешающие предметы и увидеть скрытую часть объекта (в отличие от обычной фотографии, как уже отмечалось выше).

Голограммы обладают рядом интересных особенностей, не свойственных обычным фотографиям. Так, если голограмму разбить на несколько пучков, то при просвечивании опорным пучком каждый из них дает ту же картину, что и целая голограмма, правда, при уменьшении этих пучков четкость и объемность изображения ослабевает. Это объясняется тем, что каждая точка фотопластинки при экспонировании подвергается, как правило, действию света, рассеянного всеми точками объекта, и наоборот, свет, рассеянный каждой точкой объекта, освещает всю поверхность фотопластинки. Поэтому на каждом малом участке голограммы в закодированной форме хранится полное изображение объекта. Еще одна особенность голограммы заключается в том, что при изменении её «полярности», т. е. при снятии обращенной копии, изображение при рассматривании голограммы остается позитивным, что объясняется сохранением вариаций контраста интерференционных полос и расстояний между ними при «обращении» голограммы. На одной и той же фотопластинке можно последовательно снять несколько изображений и затем последовательно восстановить их без помех со стороны других изображений. Этим

обстоятельством пользуются в цветной голографии. Известно, что любое цветное впечатление можно передать сочетанием трех основных цветов (например, красного, желтого и синего), при соответствующим образом подобранных интенсивностях. Объект освещают тремя пучками света, длины волн которых подобраны с целью наиболее полно передать цвет объекта. От этих трех источников образуются опорные пучки, и получается единая трехкомпонентная голограмма (наложение трех голограмм) на одной черно-белой фотопластинке. При этом безразлично освещать предмет одновременно этими тремя пучками или же последовательно. Для восстановления цветного изображения объекта голограммы помещается в то же место, которое она занимала при экспозиции. При этом каждый пучок создает три мнимых изображения, причем по одному изображению от «красного», «желтого» и «синего» компонентов голограммы точно совпадают в пространстве, создавая цветные изображения предмета, а остальные изображения располагаются в других местах, не мешая основному изображению.

Принцип голографии был предложен еще до появления лазеров, однако реализовать его практически тогда не удалось. Это обусловлено тем, что для получения качественной голографии необходимы высокая монохроматичность (временная когерентность) и направленность (пространственная когерентность) излучения от используемого источника света. При этом обеспечивается достаточная контрастность и неподвижность интерференционной картины на голограмме. Именно этими особенностями обладает излучение лазеров, в отличие от обычных источников света, которые малоприспособлены для целей голографии.

В настоящее время голография с применением лазерной техники широко используется в самых различных областях техники и в научных исследованиях, и сфера её применения продолжает расширяться. Голография применяется, например, для получения объемного изображения предметов, разбросанных в пространстве или быстро движущихся (например, частичек аэрозолей, капелек тумана и т. п.). Снимая также голограммы в определенной временной последовательности, возможно, получить кадры для «голографического кино». Большой интерес представляет также идея голографического телевидения – передачи кадров (голограмм) на большие расстояния. В голографическом микроскопе получается голограмма предмета, освещенного монохроматическим расходящимся лазерным пучком. В результате расходимости опорного и предметного пучков, дифракционная картина от объекта, регистрируемая голограммой, увеличивается в размере. При восстановлении голограммы её освещают расходящимся опорным пучком, что также приводит к увеличению изображения. Дополнительное увеличение создается за счет освещения голограммы при восстановлении светом с большей длиной волны, чем при снятии голограммы. Геометрическое увеличение при этом составит порядка 200. Если же на стадии получения голограммы использовать рентгеновское излучение с длиной волны  $\lambda = 10^{-2}$  мкм =  $10^{-8}$  м, а

на стадии восстановления – видимый свет с  $\lambda = 0,5 \text{ мкм} = 0,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ , то полное увеличение микроскопа составит  $10^4$ . В этом состоит идея создания рентгеновского голографического микроскопа.

Голографический метод можно применять и к звуковым и к ультразвуковым волнам – акустическая голография. Метод позволяет осуществить звуковидение, т. е. получение объемных изображений с помощью звуковых волн. Одна из возможных схем заключается в том, что предмет, находящийся в воде, озвучивается источником звука *ИЗ-1*, также находящимся в воде; (предметные волны) а второй источник звука *ИЗ-2* (также в воде) создает опорные волны. На поверхности воды создается интерференционная рябь – звуковая голограмма (источники *ИЗ-1* и *ИЗ-2* возбуждаются общим звуковым генератором). Освещая её лучом лазера, можно получить действительное изображение предмета (рис. 6.11). Этот метод должен оказаться очень полезным для океанологических исследований, а также для излучения внутренних органов животных и людей. Голография широко применяется в технике для интерферометрического контроля изделий. Сложная деталь, подлежащая изготовлению с очень высокой точностью, сравнивается с шаблоном. При этом отклонения формы изделия от заданной шаблоном сразу видны в виде интерференционных полос. Графические методы позволяют обнаруживать ничтожно малые деформации и вибрации тел и применяются в аэродинамических исследованиях, а также для излучения строения светов плазмы. Развитие голографии идет в разнообразных направлениях – использование рентгеновских лучей в голографии с длинами волн порядка 0,1 нм, что позволяет получить огромные увеличения (см. выше), когерентных электронных пучков с энергиями в десятки кэВ, полученных с помощью электростатических призм, и т. д. Голограмма в будущем может стать основным элементом – хранителем информации – электронно-вычислительных машин, занимающихся обработкой информации. Еще более расширяется область применения голографии во всех областях техники.

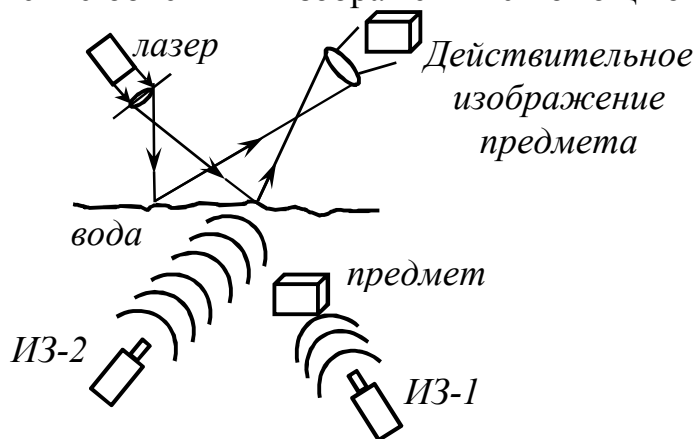


Рисунок 6.11

## ГЛАВА 7 РАДИОАКТИВНОСТЬ

### 7.1 Радиоактивные превращения

Основные представления о строении атомных ядер даются во всех общих курсах физики. Ядро элемента, занимающего клетку под номером  $Z$  в таблице Менделеева, имеет положительный заряд  $+Ze$ , поэтому  $Z$  называется «зарядовым числом» ядра. Кроме того, ядро имеет определенную массу, которая выражается в «атомных единицах массы»;  $1 \text{ а.е.м.} \approx (1,660\,43 \pm 0,000\,31) \cdot 10^{-27} \text{ кг}$  (она определяется как  $\frac{1}{12}$  массы наиболее распространенного и («стабильного») изотопа углерода). Химический атомный вес характеризует усредненные свойства атомов без учета их изотопного состава. Большинство элементов обладает немногими стабильными (устойчивыми) или нестабильными («радиоактивными») изотопами; под этим термином подразумеваются атомы различной массы, но с одинаковыми зарядовыми числами и потому с весьма близкими химическими свойствами. Именно поэтому делается оговорка в приведенном выше определении атомной единицы массы: углерод имеет два стабильных изотопа, распространение которых в земной коре – 98,892 % ( $C^{12}$ ) и 1,108 % ( $C^{13}$ ), и радиоактивные изотопы, например,  $C^{14}$  ( $T_{1/2} = 5600$  лет). Поскольку масса электрона  $m_e$  в 1 840 раз меньше массы самого легкого ядра – водорода, то масса ядра  $M_{\text{я}}$  любого изотопа мало отличается от массы всего атома  $M_{\text{А}}$ . Однако при точных расчетах необходимо учитывать различие этих величин, которое определяется соотношением:

$$M_{\text{я}} = M_{\text{А}} - Zm_e. \quad (7.1)$$

Целое число, ближайшее к атомному весу чистого изотопа (выраженному в атомных единицах массы), называется «массовым числом» изотопа  $M$ . Величины  $Z$  и  $M$  являются основными характеристиками ядра изотопа и указываются при символе изотопа:  ${}_Z X^M$  (например,  ${}_3\text{Li}^7$ ). Физический смысл величин  $M$  и  $Z$  будет установлен ниже. Самое легкое ядро – изотопа водорода  ${}_1\text{H}^1$  – называется «протоном» (соответствующий изотоп водорода иногда называют «протием»). Подробнее о более тяжелых изотопах водородах см. ниже.

Ядра атомов не являются неизменными «единицами» материи и составлены из еще более мелких «элементарных частиц»; их свойства описаны в гл. 9. Поэтому ядра могут испытывать «ядерные превращения» весьма разнообразных видов. В этой главе мы рассмотрим процесс самопроизвольного превращения («распада») неустойчивых ядер различных элементов в ядра (устойчивые или неустойчивые) других элементов, называемый «радиоактивностью». Радиоактивность существующих в природе изотопов называется «естественной», а полученных искусственным путем – в различных ядерных реакциях, описываемых ниже, в гл. 8 – «искусственной»; разумеется, принципиального различия между этими видами радиоактивности нет,

поскольку свойства изотопа не зависят от способа его образования. Однако при получении «искусственного» изотопа в ядерной реакции необходимо особо оговорить минимальную продолжительность ядерного распада, считающегося «радиоактивным», чтобы разделить стадии образования радиоактивного ядра и его последующего распада. Это минимальное время должно быть значительно больше характерного времени «внутриядерных» процессов (порядка  $10^{-22}$  с, см. ниже), а также времени снятия и «возбуждения» ядра, образовавшегося в 1-й стадии соответствующей ядерной реакции. Поэтому минимальное «время жизни» радиоактивных изотопов принимают равным  $10^{-10}$ – $10^{-12}$  с и определяют «радиоактивность» как самопроизвольное изменение состава атомного ядра гелия  ${}^4_2\text{He}$  – « $\alpha$ -частицы», и « $\beta$ -распад», при котором испускаются « $\beta$ -частицы» – электроны ( $\beta^-$ ) или позитроны ( $\beta^+$  распад). Поскольку масса « $\beta$ -частиц» очень мала, то их можно обозначить символами  ${}_{-1}e^0$  (электрон) или  ${}_{+1}e^0$  (позитрон). Механизмы этих ядерных превращений будут рассмотрены ниже. Кроме того, к «радиоактивности» относят также «спонтанное деление» тяжелых ядер на более легкие «осколки», а также «протонный» и «двухпротонный» распад, при котором вылетают один или два протона, соответственно. Существуют также более сложные, радиоактивные двухстадийные превращения, обусловленные образованием в результате распада «возбужденных» ядер, которые затем вновь распадаются за время, значительно меньшее  $10^{-10}$ – $10^{-12}$ . К типу таких процессов относят испускание «запаздывающих нейтронов» (после  $\beta^-$ -распада), «запаздывающих протонов» (после  $\beta^+$ -распада) и «длиннопробежных»  $\alpha$ -частиц. Все типы распада обычно сопровождаются испусканием « $\gamma$ -лучей» – наиболее коротковолнового электромагнитного излучения. Радиоактивное излучение всех видов ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ ) способно вызывать ионизацию атомов при прохождении через вещество. Различные химические реакции (например, почернение фотоэмульсии), часто обладает большой «проникающей способностью» и обладает сильным «биологическим действием» на живые клетки, ткани и организмы (см. ниже).

Независимо от типа распада, его «самопроизвольный» характер обуславливает наличие некоторых общих – «статистических» закономерностей. Если в радиоактивном препарате имеется большое количество ядер, испытывающих радиоактивное превращение независимо друг от друга, то можно принять, что за время  $dt$  распадается некоторое количество ядер  $dN$ , пропорциональное общему числу имеющихся в препарате радиоактивных ядер в любой момент времени:

$$-dN = \lambda N dt. \quad (7.2)$$

Величина  $\lambda$  называется «постоянной распада» и зависит от рода радиоактивного вещества и типа распада. Интегрирование этого уравнения при начальном условии  $N(t=0) = N_0$  дает:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (7.3)$$

Эта формула выражает «закон радиоактивного распада»; половина первоначального количества ядер остается по истечении времени:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (7.4)$$

Эта величина называется «периодом полураспада» и для различных ядер варьирует в весьма широких пределах – от нескольких мкс до миллиардов лет. Равновесное количество радиоактивного вещества («дочернего»), возникающего при распаде другого радиоактивного вещества – «материнского» – определяется следующим образом. За время  $dt$  образуется количество дочерних ядер  $dN'$ , равное числу распавшихся за это время материнских ядер:

$$dN' = \lambda N dt. \quad (7.5)$$

За это же время распадается  $dN''$  дочерних ядер, равное ( $\lambda'$  – постоянная распада «дочернего» вещества):

$$dN'' = \lambda' N' dt. \quad (7.6)$$

При условии  $dN' = -dN''$  наступает равновесие, при котором число атомов дочернего вещества  $N_p'$  определяется из соотношения:

$$\lambda N = \lambda' N_p'. \quad (7.7)$$

Эта формула используется для определения постоянной распада ядер, которая слишком велика или слишком мала для того, чтобы можно было непосредственно использовать выражение (7.3).

При радиоактивном распаде выполняются законы сохранения заряда и массы: сумма зарядовых чисел возникающих частиц равна зарядовому числу исходного ядра; аналогичное утверждение формулируется для массовых чисел. На этом основании схему  $\alpha$  – распада можно представить в виде:

$${}_Z X^M \xrightarrow{\alpha} {}_{Z-2} Y^{M-4} + {}_2 H_e^4, \quad (7.8)$$

а схему  $\beta^-$  – распада – в виде:

$${}_Z X^M \xrightarrow{\beta^-} {}_{Z+1} Y^M + {}_{-1} e^0, \quad (7.9)$$

(масса электрона считается пренебрежимо малой). Таким образом, при  $\alpha$  – распаде образуется ядро элемента, стоящего на две клетки впереди исходного элемента в таблице Менделеева; при  $\beta^-$  – распаде (электронном) возникает ядро элемента, стоящего на одну клетку дальше в таблице Менделеева. Это утверждение называется «правилами смещения» при радиоактивном распаде.

С помощью правил смещения можно разобраться в сложной последовательности радиоактивных превращений, при которых из радиоактивного исходного ядра последовательно образуются радиоактивные ядра. Эти последовательности называются «радиоактивными семействами». Существуют частицы радиоактивных семейств, называемые «рядом урана» (родоначальник – изотоп  ${}_{92}U^{238}$ , а конечный продукт – стабильный изотоп свинца  ${}_{82}Pb^{206}$ ), «рядом тория» ( ${}_{90}Th^{232}$  и  ${}_{82}Pb^{208}$ , соответственно), «рядом актиноурана» ( ${}_{92}U^{235}$  и  ${}_{82}Pb^{207}$ , соответственно) и «рядом нептуния» ( ${}_{93}Np^{237}$  и  ${}_{83}Bi^{209}$ , соответственно). Изотоп  $Np^{237}$  был обнаружен в урановых рудах в очень малых концентрациях; он образуется в реакции

$$U^{238} + {}_0 n' \rightarrow U^{237} \rightarrow 2 {}_0 n' U^{237} \xrightarrow{\beta^-} N_p^{237}, \quad (7.10)$$

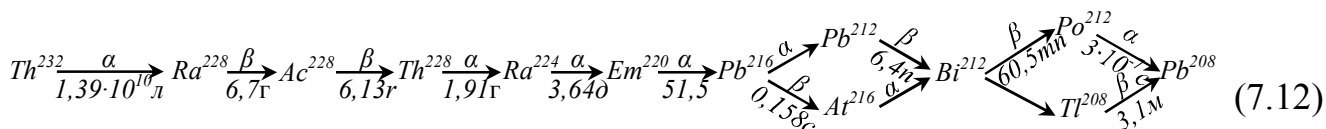


т. е. при облучении ядра  $U^{238}$  нейтронами. Массовые числа  $M$  ядер в четырех радиоактивных семействах выражены формулой

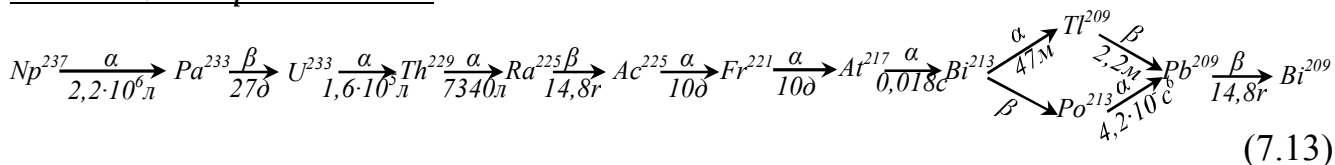
$$M = 4n + a, \quad (7.11)$$

где  $n$  – целое число, а величина  $a$  принимает значение 0, 1, 2, 3 для ряда тория, нептуния, урана и актиноурана, соответственно. Поскольку в радиоактивном семействе происходят или  $\alpha$ –превращения с  $\Delta M = 4$ , или  $\beta$ –превращения с  $\Delta M = 0$ , то указанная формула сохраняет свой вид для всех членов радиоактивного семейства; члены каждого семейства находятся в радиоактивном равновесии друг с другом, что объясняет наличие в природе короткоживущих изотопов, входящих в состав указанных семейств. Схемы радиоактивных превращений в указанных четырех семействах приведены ниже; указаны типы превращений и соответствующие значения  $T_{1/2}$ . «Разветвление» в схемах обусловлены тем, что один и тот же радиоактивный изотоп может испытывать как  $\alpha$ –, так и  $\beta$ –превращение.

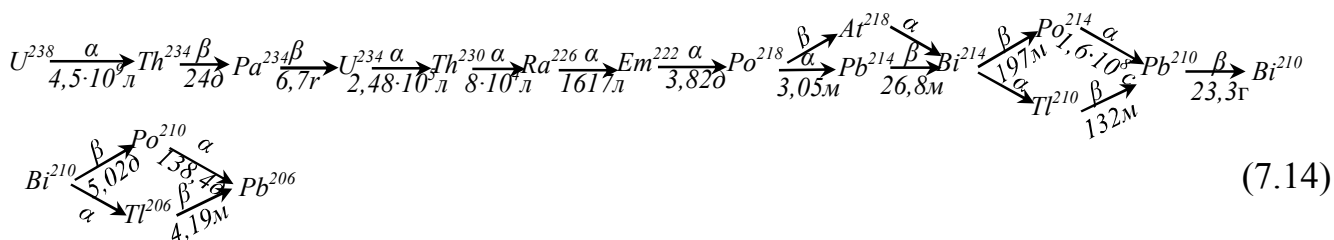
$$\underline{A = 4n: Th^{232} - Pb^{208}}$$



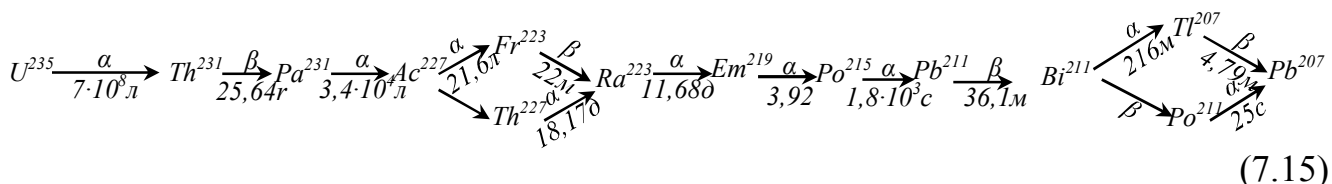
$$\underline{A = 4n + 1: Np^{237} - Bi^{209}}$$



$$\underline{A = 4n + 2: U^{238} - Pb^{206}}$$

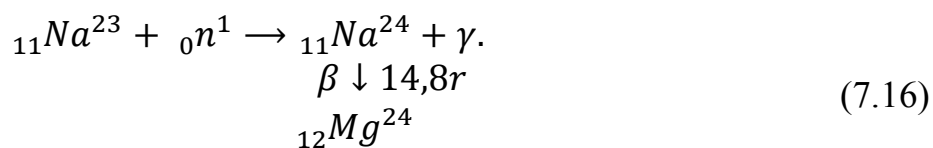


$$\underline{A = 4n + 3: U^{235} - Pb^{207}}$$



Помимо описанной выше «естественной» радиоактивности природных изотопов, можно наблюдать «искусственную» радиоактивность изотопов, получаемых в результате различных ядерных реакций. Обычно радиоактивные изотопы получают при облучении стабильных природных изотопов

нейтронами: например, так называемый «радионатрий» получается в реакции (типа  $(n, \gamma)$ ):



Рассмотрим некоторые примеры распространенных в природе изотопов, а также некоторые из многочисленных применений стабильных и радиоактивных изотопов. Эти применения описаны в весьма обширной специальной литературе, а также в многочисленных научно-популярных изданиях. Поэтому мы ограничимся отдельными типичными примерами и основное внимание обратим на вопросы, защиты от ионизирующих излучений, которые стали весьма актуальными в связи с практическим использованием ядерной энергии. Эти вопросы обычно мало освещаются в обычных курсах физики; в то же время знакомство с ними совершенно необходимо инженеру, работающему с радиоактивными препаратами и ядерными установками.

Для характеристики активности радиоактивных препаратов и концентрации радиоактивных изотопов в различных (газообразных, жидких и твердых) средах используются различные величины и соответствующие единицы. В системе СИ активность препарата измеряется числом распадов в нем радиоактивных ядер в единицу времени (распад/с); допускается применение внесистемных единиц — распад/мин и кюри, равного  $3,700 \cdot 10^{10}$  распад/с. Единица активности воспроизводится эталонными установками, содержащими газовые или сцинтилляционные счетчики, ионизационные камеры или калориметры. Концентрация радиоактивных ядер и удельная активность препаратов измеряются в распад/с·м<sup>3</sup> или распад/с·кг. «Удельная гамма-постоянная»  $\gamma$ -активного препарата определяется как мощность «экспозиционной дозы» (см. ниже) на единичном расстоянии от точечного препарата единичной активности и измеряется в Кл·м<sup>2</sup>/кг·распад или в р·м<sup>2</sup>/г·кюри. Плотность потока частиц или  $\gamma$ -квантов от радиоактивного препарата измеряется числом частиц/с·м<sup>2</sup>. На практике применяются также «гамма-эквивалент», измеряемый в грамм-эквивалентах радия, или «рентген/час·м» — мощность экспозиционной дозы в р/г на расстоянии 1 м от гамма-препарата. Если в идентичных условиях действие  $\gamma$ -излучения препарата равно действию  $\gamma$ -излучения препарата радия в 1 г, заключенного в дикотр из платины толщиной 0,5 мм, то гамма-эквивалент этого препарата равен 1 г-экв. радия. Учитывая, что препарат радия в этих условиях дает мощность экспозиционной дозы 0,84, можно от измеренного гамма-эквивалента препарата перейти к создаваемой им мощности дозы облучения. С помощью специальных методов измеряются также концентрации радиоактивных веществ в жидкостях и газах, что имеет важное значение при решении задачи обеспечения защиты от действия ионизирующих излучений (см. ниже).

Изотопы водорода с массовым числом ядра 2 — дейтерий ( $D$  или  $H^2$ ) — являются стабильными и содержатся в природных соединениях водорода в

среднем в отношении 1 : 8 600. Ввиду относительно большого различия масс ядер  $D$  и  $H^1$  свойства этих изотопов отличаются значительно сильнее, чем для изотопов других элементов. Например, если критическая температура для молекулярного  $H_2$  составляет 33,2 К, то для молекулярного соединения  $HD$  эта величина равна 35,9, а для  $D_2$  – 38,3 К. Температура кипения для этих трех молекулярных соединений равна 20,4 К, 22,1 К и 23,6 К, соответственно. Существуют заметные различия и в химических свойствах соединений дейтерия и обычного водорода – «протия»; это проявляется, в частности, в существенно различных скоростях ряда химических реакций с участием дейтерия и протия. Например, электролиз «тяжелой» воды, содержащей дейтерий, протекает примерно в 9–18 раз медленнее, чем обычной воды. Этим пользуются на практике для выделения соединений дейтерия (например, тяжелой воды из природной, см. ниже). Дейтерий широко применяется в ядерной энергетике в качестве эффективного замедлителя нейтронов в реакторах (в составе тяжелой воды) и термоядерных реакциях (например, в водородной бомбе) в смеси с  $Li^6$  или «сверхтяжелым» водородом – тритием (см. ниже); например реакция синтеза  $D + D \rightarrow He^4$  имеет энергетический эффект 23,8 МэВ. Дейтерий применяется также в качестве «сырья» для получения трития в реакциях типа  $D(d, p)T$ . В химических и биологических исследованиях дейтерий используется при осуществлении метода «меченых атомов», а в ядерных исследованиях – как источник дейтронов.

Дейтрон – ядро атома дейтерия – состоит из протона и нейтрона, и удерживается ядерными силами с энергией связи 2,23 МэВ. Масса дейтрона составляет 2,014 102 а. е. м. Исследование свойств дейтрона вызывает интерес в связи с тем, что он представляет собой простейшее ядро, содержащее более 1 нуклона; поэтому такое исследование дает ценную информацию о характере ядерных сил и о радиусе их действия. Дейтерий участвует в многочисленных ядерных реакциях (в частности, эффективно «замедляет» быстрые нейтроны, о чем уже упоминалось выше) и используется в разнообразных ядерных исследованиях, как в качестве бомбардирующей частицы, так и в качестве «мишени».

Различие масс изотопов проявляется в так называемых «изотопических эффектах» – изменениях свойств атомов или их соединений и, соответственно, вещества в целом при замене одних изотопов другими. На «атомном» уровне эти эффекты проявляются, например, в «изотопическом смещении» спектральных линий и изменении их сверхтонкой структуры; на «молекулярном» уровне изотопический эффект проявляется в значительном изменении энергетического спектра молекулы. При переходе от одного изотопа к другому изменяется коэффициент диффузии атомов, удельный заряд ионов, скорость химических реакций с участием атомов, в которых сделана «замена» ядра на его изотоп. Такая замена может также заметно повлиять на плотность и показатель преломления вещества, удельную теплоемкость, коэффициент теплопроводности, удельную теплоту испарения и плавления температуры кипения и плавления, упругости насыщенного пара. Относительные различия

масс изотопов для тяжелых элементов невелики (менее 10 %) и только для легких элементов составляют десятки (для водорода и гелия – сотни) процентов. Поэтому, естественно, изотопические эффекты наиболее значительны для гелия и, особенно для разделения изотопов и определения их содержания в различных смесях.

«Сверхтяжелый» радиоактивный изотоп водорода – тритий ( $H^3$  или  $T$ ) характеризуется массовым числом 3 – его ядро содержит 1 протон и 2 нейтрона. При радиоактивном распаде с периодом  $T_{1/2} = 12,26$  года тритий испускает  $\beta$ -лучи с энергией 0,018 МэВ. Ядра трития обычно получают при бомбардировке в циклотроне дейтерием дейтериевой или бериллиевой мишени (например, по схеме  $D^2(d^2, p)T^3$ ) или путем облучения лития нейтронами в ядерном реакторе по схеме  $Li^6(n, \alpha)T^3$ . Тритий в очень небольших количествах образуется также в естественных условиях – в земной атмосфере (примерно 0,1–0,2 атома в 1 с на 1 см<sup>2</sup> поверхности Земли); при этом он соединяется с кислородом воздуха, образуя «сверхтяжелую воду» ( $HTO$  или  $T_2O$ ), которая выпадает на Землю с дождями. Доля трития в природной воде по отношению к водороду составляет примерно  $10^{-18}$ . Тритий широко применяется в химических и биологических исследованиях в качестве радиоактивного индикатора (метод «меченых атомов»), что позволяет повысить чувствительность метода в  $10^6$  раз по сравнению с дейтериевой «меткой». Реакции взаимодействия трития с дейтронами и протонами, протекающие по схемам  $T^3(d, n)He^4$  и  $T^3(p, n)He^3$ , соответственно, используются для получения мощных потоков нейтронов в различных целях. Однако наибольшее значение имеет тритий как «участник» термоядерных реакций. Реакция  $T + D \rightarrow He^4 + n + 17,6$  МэВ является наиболее эффективной в отношении тепловыделения и используется как в термоядерной бомбе, так и в опытных образцах создаваемых термоядерных реакторов, призванных на многие года решить проблему энергоснабжения человечества в будущем.

Разновидность воды, в которой обыкновенный водород («протий») заменен дейтерием ( $HDO$  или  $D_2O$ ), называется «тяжелой водой». Она образуется в небольших количествах в естественных условиях и всегда содержится в природной воде и в атмосферных осадках. Тяжелая вода обладает повышенной плотностью (1,104 г/см<sup>3</sup> при 28 °С) и вязкостью (на 23 %) по сравнению с обычной водой. Большинство веществ растворяются в тяжелой воде значительно труднее, чем в обычной. Биологические процессы и химические реакции в тяжелой воде замедляются. Тяжелая вода получается различными способами – например, путем перегонки, диффузии, электролитическим способом и т. д. Основное применение тяжелой воды – в качестве эффективного замедлителя нейтронов в ядерных реакторах; кроме того, она используется как источник дейтронов для ядерных и термоядерных реакций, для получения других искусственных радиоактивных изотопов, в качестве изотопной «метки» водорода в химических и биологических исследованиях и т. д. Отметим также существование так называемой «тяжелокислородной» воды, в которой обыкновенный кислород ( $O^{16}$ ) заменен

тяжелыми изотопами ( $O^{17}$  или  $O^{18}$ ). Она применяется, главным образом, в научных исследованиях в качестве кислородной «метки» и как источник «меченых атомов» кислорода, обычно в виде растворов в обыкновенной воде.

Одним из наиболее чувствительных методов количественного анализа состава смесей различных элементов является активационный анализ, основанный на превращении элементов в радиоактивные изотопы путем облучения нейтронов  $\gamma$ -лучами и т. д. с последующим исследованием характеристик радиоактивности смеси. Преимуществами метода являются отсутствие загрязнения материала реактивами (что неизбежно при химическом анализе) и неразрушающий характер анализа (что позволяет использовать его для анализа готовых изделий, а также в археологии, криминалистике и т. п.). Наибольшее распространение получил нейтронный активационный анализ, обладающий высокой чувствительностью благодаря высокой эффективности взаимодействия ядер многих элементов с нейтронами. Он позволяет определять ничтожные (следовые) концентрации примесей в реакторных и авиационных материалах (например, гафния в цирконии – до  $10^{-4}$  %), в полупроводниковых материалах (например, мышьяка в германии – до  $10^{-11}$  %), содержание редких элементов – золота (до  $10^{-10}$  %) и платины (до  $10^{-6}$  %) и т. д. Если же ядра рассматриваемых элементов плохо взаимодействуют с нейтронами, то для активации обычно используется жесткое  $\gamma$ -излучение (например, для определения содержания легких элементов – азота, кислорода, углерода и т. д.), а также протона или  $\alpha$ -частицы. В качестве примера активационного анализа можно рассмотреть определение концентрации  $Mn$  в сплаве на основе  $Al$ . Природными изотопами в данном случае являются  $Mn^{56}$  и  $Al^{27}$ , соответственно; после облучения нейтронами они переходят в  $\beta$  – радиоактивные изотопы  $Mn^{57}$  ( $T_{1/2} = 2,58$  ч) и  $Al^{28}$  ( $T_{1/2} = 2,3$  мин). Через 15–20 мин радиоактивность сплава будет, следовательно, практически полностью определяться радиоактивностью  $Mn^{57}$ . Измеряя радиоактивность  $A$  специального «градуировочного» набора сплавов с известным содержанием  $Mn$  через определенное время после активации и определяя соответствующий «градуировочный график»  $A(c)$ , можно затем на измеренной активности исследуемого сплава определять содержание в нем  $Mn$ . Чувствительность метода повышается с увеличением интенсивности нейтронного облучения и эффективностью регистрации излучения.

Одним из специальных применений изотопов являются метрологические лампы («лампы с изотопами», делящие излучение с узкими спектральными линиями без сверхтонкого расщепления и, следовательно, с точно определенными длинами волн). Эти лампы применяются для воспроизведения первичной и вторичной эталонных длин волн в метрологии, спектроскопии и при создании образцовых мер длины интерференционными методами (см. гл. 2). Отсутствие сверхтонкого расщепления достигается применением «четно-четных» изотопов рабочих газов, например,  $Kr^{86}$  (его излучение используется для определения эталона метра),  $Hg^{202}$ ,  $Cd^{112}$ ,  $Xe^{134}$  и т. д. При этом степень обогащения вещества четно – четным изотопом должна быть

высокой (для  $Kr^{86}$  – до 99,8 %). Для дополнительного сужения «простого» контура используются специальные конструкции ламп, допускающие охлаждение (для уменьшения доплеровского уширения), и режимы работы при низких напряжениях и малых плотностях тока лампы. Например, криптоновые лампы, служащие для воспроизведения эталона длины, охлаждаются до 63 К («тройной точки» азота), при этом ширина «оранжевой» эталонной линии  $2p_{10} - 52p$  не превышает  $0,015 \text{ см}^{-1}$ . Точность воспроизведения положения максимума контура линии в этих условиях достигает  $10^{-9}$  (т. е. длина эталона метра выражается через эталонную длину волны кртона числом с 9 верными цифрами). Вместо обычных ламп с внутренними электродами – накаливаемым катодом и холодным анодом, работающих на постоянном токе, питание ламп с изотопами часто осуществляется переменным высокочастотным полем (100–200 МГц), создаваемым внешними электродами. Еще меньшая ширина линий достигается в лампах с  $Cl^{114}$ ,  $Ca^{40}$ ,  $Hg^{198}$  – до  $0,002 \text{ см}^{-1}$ . Они используются, например, для наблюдения интерференции при больших разностях хода – 1 м и более. В числе других разнообразных применений радиоизотопов, например, в лучевой терапии (см. ниже), гамма-дефектоскопии и т. д., особое место занимает метод «меченых атомов» (изотопных индикаторов), получивший чрезвычайно широкое распространение во многих областях промышленности и в научных исследованиях. Метод заключается в добавлении к «обычному» веществу некоторого количества химически тождественного вещества, но содержащего радиоактивные или стабильные изотопы, которые «маркируют» атомы и молекулы. За перемещением этих изотопов можно следить, например, с помощью детекторов радиоактивного излучения и тем самым исследовать динамику различных физических и химических процессов, ход которых практически не искажается при замене атомов изотопами из-за близости их химических свойств (в некоторых случаях необходимо учитывать «изотопические эффекты», см. ниже). В качестве меченых атомов используются изотопы с временем жизни не менее десятков минут и достаточно высокой активностью, с учетом их стоимости. Используются также и некоторые стабильные изотопы, например,  $O^{18}$ ,  $N^{15}$ , в тех случаях, когда соответствующие элементы не имеют радиоактивных долгоживущих изотопов. Для других элементов, напротив, применяются лишь радиоактивные изотопы ( $Be^{10}$ ,  $F^{18}$ ,  $Na^{22}$ ,  $P^{32}$ ,  $S^{35}$  и т. д.). Наконец, в ряде случаев используются как стабильные ( $H^2$ ,  $C^{13}$ ,  $Cl^{37}$ ), так и радиоактивные ( $H^3$ ,  $C^{11}$ ,  $Cl^{36}$ ) изотопы элемента. Техника получения стабильных и радиоактивных изотопов в настоящее время доведена до высокой степени совершенства. Стабильные изотопы получают путем фракционирования природных смесей методами многократного электролиза (для водорода), перегонки, диффузии, центрифугирования и т. д. Для получения радиоактивных изотопов используют различные ядерные реакции типа указанных выше. Контроль и измерение содержания стабильных меченых атомов обычно осуществляется масс-спектрометрическими методами с точностью измерения до 0,1 % (обнаружения – до  $10^{-4}$  %); при наличии больших изотопических эффектов (для

изотопов водорода) можно применять измерения плотности, показателя преломления и т. д. Радиоактивные изотопы обнаруживаются с помощью счетчиков Гейгера – Мюллера или по фотографическому действию. Изотопы вводят путем механического смешивания, химического синтеза с питательными веществами (при «маркировке» живых объектов) и другими способами; некоторые породы и минералы имеют «естественную» маркировку, по которой можно судить, например, о составе и возрасте этих пород.

В физических исследованиях метод меченых атомов используется, например, для изучения процессов диффузии, кристаллизации, коррозии, фазовых превращений и т. д. Например, наплавляя слой железа, содержащего радиоактивный изотоп  $Fe^{59}$ , на поверхность обыкновенного железа, можно исследовать «самодиффузию» железа и связанные с ней структурные превращения. В химии рассматриваемый метод используется для изучения механизма различных реакций, изучения растворимости труднорастворимых веществ, обнаружения ничтожных количеств примесей в металлах, рудах и изделиях (для этой цели служит метод «активационного анализа»). Содержание компонентов в сложных смесях определяется методом «изотопного разбавления», в котором к исследуемой смеси добавляется дозированное количество анализируемого компонента, содержащего «метку». Если затем выделить определенную порцию этого компонента из смеси, то концентрация изотопной метки в ней уменьшена пропорционально разбавлению меченого компонента первоначальным его количеством в смеси. Этим методом определяется, например, число эритроцитов или содержание воды в живом организме (добавляемые эритроциты метятся радиоактивным железом или фосфором, а вода – ее изотопами, см. ниже). Впуская в водоем определенное количество «меченых рыб» и отбирая через некоторое время «пробу», можно оценить количество рыб в водоеме. Методом меченых атомов были изучены фундаментальные процессы усвоения и обмена жиров, углеводов, аминокислот и белков в живых организмах, процессы фотосинтеза растений и усвоения ими неорганических веществ из воздуха и почв и органических соединений. В сельском хозяйстве метод используется для выяснения механизмов усвоения растениями микроэлементов и основных элементов из почв и удобрений с целью разработки рациональных форм и свойства удобрений. Например, введя в почву суперфосфатное удобрение, содержащее радиоактивный изотоп фосфора  $P^{32}$ , можно отличить усвоение растением фосфора из этого удобрения от одновременного усвоения фосфора из почвы. Метод применяется также для изучения распространения бактерий и вредных насекомых и ряда других целей. В медицине «меченые атомы» используются для исследования поведения и превращений лекарственных веществ и ядов в организме и для диагностики заболеваний; например, нарушение функции щитовидной железы обнаруживается по аномальной скорости поглощения вводимого в организм йода, содержащего радиоактивную «метку».

Природные вариации изотопного состава элементов используют при различных геофизических и геологических исследованиях, в частности, для

определения геологического возраста пород и минералов. В урановых минералах в результате цепочек превращений  $U^{238} \rightarrow Pb^{206}$ ,  $U^{235} \rightarrow Pb^{208}$  и  $Th^{232} \rightarrow Pb^{208}$  происходит накопление изотопов свинца; состав их смеси определяется масс-спектрометрическими методами; поправку на первоначально находившийся в минерале свинец вводят по содержанию изотопа  $Pb^{204}$ . Анализ этих данных позволяет получить наиболее точные оценки возраста горных пород (и Земли в целом). Для аналогичных целей можно использовать накопление аргона или стронция в минералах, содержащих эти элементы. Возраст органических остатков оценивают по содержанию в них радиоактивного углерода  $C^{14}$ , попадающего в организм вместе с  $CO_2$  из воздуха в результате углеродного обмена. После прекращения жизни поступление  $C^{14}$  также прекращается, и он начинает распадаться с периодом полураспада 5 570 лет. Таким методом можно измерять геологический возраст до 50 000 лет (аналогичным методом осуществляется датировка археологических памятников).

Широко используется метод меченых атомов в химической промышленности и металлургии. С его помощью осуществляется, например, контроль движения жидкостей и катализаторов при химической очистке и переработке нефтепродуктов, контроль процессов термической обработки изделий, например, цементирования сталей, изучение процессов вулканизации резины, полимеризации и наполнения в производстве синтетических материалов, изучение движения газов, например, в газовых печах, определение скорости перехода и распределения различных элементов (серы, кремния, фосфора, марганца) между металлом и шлаком в плавильных печах. Применение метода меченых атомов существенно сокращает испытание на износ трущихся частей механизмов и автомобильных смазок, сигнализирует о превышении допустимых пределов износа в поршнях и подшипниках действующих машин и т. д.

## 7.2 Закономерности $\alpha$ - и $\beta$ -распада. Гамма-лучи

Альфа-распадом называется самопроизвольное испускание альфа-частиц ( ${}^4_2He$ ) атомными ядрами по схеме:



Масса  $\alpha$ -частиц составляет 4,00273 а.е.м. ( $6,644 \cdot 10^{-27}$  кг), а их энергия связи – 28,11 МэВ (7,03 МэВ на нуклон). В результате этого процесса образуется дочернее ядро элемента, стоящего на два номера раньше «материнского» ядра. Известно около 160 альфа-радиоактивных ядер, большинство из которых имеют атомный номер выше 82. Радиоактивные ядра с  $Z < 82$  (например, ядра редкоземельных элементов типа  ${}^{146}_{62}S$ ) обычно обладают «дефицитом» нейтронов и имеют тенденцию к  $K$ -захвату с испусканием позитронов. Время жизни альфа-радиоактивных ядер находится в пределах от 0,3 мкс ( $P_0^{212}$ ) до  $5 \cdot 10^{15}$  лет ( $Ce^{142}$ ); при распаде образуются  $\alpha$ -частицы с энергиями от 4 МэВ до 9 МэВ (для ядер редкоземельных элементов – от 2 МэВ



до 4,5 МэВ). Расчет дефекта масс показывает, что неустойчивость по отношению к  $\alpha$ -распаду имеет место уже для ядер с  $A > 140$  (или при числе нейтронов более 82), однако распад ядер с  $A < 200$  трудно наблюдать экспериментально из-за очень большого времени жизни при малой энергии  $\alpha$ -распада.

Механизм  $\alpha$ -распада представляется в следующем упрощенном виде. Вначале из 4 нуклонов формируется  $\alpha$ -частица ( ${}_2\text{He}^4$ ); закономерности этого процесса пока мало изучены, однако этот процесс протекает значительно быстрее, чем вторая стадия – вылет  $\alpha$ -частицы из ядра. Эта вторая стадия имеет квантово-механическую природу и носит характер «туннельного эффекта» – «просачивание»  $\alpha$ -частиц через потенциальный барьер.

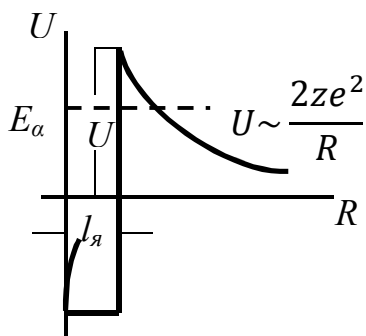


Рисунок 7.1

зависимость потенциальной энергии взаимодействия  $\alpha$ -частицы с ядром от расстояния между ними показана на рисунке 7.1 ( $R_{\text{я}}$  – эффективный конус ядра). За пределами ядра имеет место кулоновское отталкивание; в пределах ядра альфа – частица находится в связанном состоянии (ввиду наличия «ядерных сил»). Энергия  $\alpha$  – частицы выходящей за пределы ядра, значительно ниже глубины «потенциальной ямы», как показано на рисунке ( $U = 10\text{--}15$  эВ).

Вероятность «туннельного просачивания»  $\alpha$ -частиц за пределы сферически симметрического ядра, (т. е. вероятность распада) описывается приближенной формулой:

$$W = \frac{bn^2\hbar^2}{m_\alpha R^2} \exp \left[ -\frac{4Z_e^2}{\varepsilon_0 \hbar V} (2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0) \right], \quad (7.18)$$

где

$$\cos^2 \alpha_0 = \frac{RE_\alpha \varepsilon_0}{2Z_e^2}, \quad (7.19)$$

( $V$  – скорость вылетающей  $\alpha$  – частицы,  $Z_e$  – заряд ядра). Эта формула как и другие приближенные выражения, соответствует эмпирическому «закону Гейгера – Неттола», согласно которому времена жизни  $T_\alpha$  радиоактивного ядра и энергии испускаемых им  $\alpha$  – частиц  $E_\alpha$  связаны соотношением

$$\log \frac{T_1}{T_2} \sim \sqrt{\frac{E_{\alpha 1}}{E_{\alpha 2}}} - 1. \quad (7.20)$$

Для отдельного ядра

$$\log T_\alpha = C + \frac{D}{\sqrt{E_\alpha}}, \quad (7.21)$$

где  $C$  и  $D$  – константы. Эта формула наиболее точна для четно–четных изотопов радиоактивных ядер с одним и тем же  $Z$ . Если  $T_\alpha$  выражено в  $C$ , а  $E_\alpha$  – в МэВ, то значение  $C$  при  $Z = 84\text{--}98$  составляет примерно от  $-50$  до  $-54$ , а значение  $D$  – от 129 до 155, т. е. несколько различны для ядер с разными значениями  $Z$ . Формула (7.18) для  $W$  предсказывает весьма резкую зависимость вероятности  $\alpha$ -распада от энергии частиц – примерно в 1 000 раз при изменении  $E_\alpha$  на 10 %.

Энергия, освобождаемая при  $\alpha$ -распаде, делится между  $\alpha$ -частицей и ядром в отношении, обратном пропорциональному их массам. Отдельные группы  $\alpha$ -частиц являются строго монохроматическими. Наряду с этим испускается серия  $\alpha$ -линий с различными энергиями – «тонкая структура»  $\alpha$ -излучения; эти линии обычно обусловлены переходом из основного состояния материнского ядра в основное или какое-либо из возбужденных состояний дочернего ядра. При  $\alpha$ -распаде ядер полония – 212 и 214, возникающих при  $\beta$ -распаде ядер  $Po$  – 212 и 214, соответственно, как в основном, так и возбужденном состояниях, возникают «длиннопробежные»  $\alpha$ -частицы, испускаемые с основного и возбужденных уровней материнского ядра; интенсивность длиннопробежных частиц составляет до  $10^{-4}$  от интенсивности основных линий. В других ядрах с возбужденных уровней имеет место преимущественно испускание  $\gamma$ -лучей.

Для измерения характеристик  $\alpha$ -лучей применяются  $\alpha$ -спектрометры различных типов, обеспечивающие высокую разрешающую способность, позволяющую различить близко расположенные  $\alpha$ -линии, резко различающиеся по интенсивности (например, встречаются линии с энергией порядка 5–6 МэВ, отстоящие друг от друга на 20–30 кэВ и различающиеся по интенсивности в сотни раз). Кроме того, эти спектрометры должны обладать высокой чувствительностью, поскольку излучение радиоактивных ядер с большим временем жизни (до  $10^5$  лет и более) являются весьма слабыми. В основе действия  $\alpha$ -спектрометров лежит магнитный анализ частиц или же регистрация их ионизирующего действия. Для магнитных спектрометров характерна высокая разрешающаяся способность, и сравнительно малая светосила, по этому они применяются преимущественно для изучения спектров  $\alpha$ -распада ядер с  $T_\alpha < \text{лет}$ . Напротив, ионизационные спектрометры обладают меньшей разрешающей способностью, но большей чувствительностью (светосилой) и потому используются для изучения спектров распада долгоживущих ядер, а также новых элементов, даже если их имеется лишь несколько десятков. Обычно энергия  $\alpha$ -частиц определяется путем их сравнения с энергией  $\alpha$ -частиц, испускаемых ядром, распад которого хорошо изучен (обычно используются  $Po$  с  $E_\alpha = 5,3 \text{ МэВ}$ ). В магнитных  $\alpha$ -спектрометрах частицы, испущенные источником, движутся в поперечном магнитном поле по окружностям, радиус которых зависит от энергии и импульса частиц, и потому собираются в различных местах приемного устройства – «коллектора». Индукция магнитного поля обычно составляет 0,6–0,7 Тл, а радиус кривизны частиц около 0,5 м. Разрешение этих приборов достигает 7 кэВ, или 0,07 %. В качестве детекторов  $\alpha$ -частиц применяются фотопластинки, на которых можно одновременно регистрировать весьма широкий спектральный диапазон. Счет числа следов частиц – «треков» осуществляется с помощью микроскопа. Действие ионизационных  $\alpha$ -спектрометров основано на высокой ионизирующей способности  $\alpha$ -частиц. При прохождении их через вещество на их пути образуется «колонка» ионов, плотность которых постепенно возрастает, образуя острый максимум перед самым концом следа (отметим, что этот путь – «трек» – прямолинеен ввиду

большой массы  $\alpha$ -частиц). Общее количество ионов в этой «колонке» может достичь  $2 \cdot 10^5$ . Для отдельной группы  $\alpha$ -частиц, возникающих при радиоактивном распаде, характерна уже упоминавшаяся «монохроматичность», что обуславливает почти строго определенные длины пробега частиц в данном веществе (небольшой разброс величины пробега – 3–4 % – обусловлен количеством энергетических потерь  $\alpha$ -частиц в веществе); различные группы частиц имеют и разные длины пробега. Наибольшую интенсивность обычно имеет «основная» группа, соответствующая переходу между основными состояниями материнского и дочернего ядер. Между длиной пробега  $\alpha$ -частиц в воздухе  $L$  и их начальной скоростью  $V$  существует приближенное соотношение:

$$L = aV^2. \quad (7.22)$$

Если  $L$  выражена в см, а  $V$  – в см/с, то  $a = 9,7 \cdot 10^{-28}$  (при  $L = 3 - 7$  см). В плотных веществах пробег не превышает нескольких десятков мкм.

В типичном ионизационном  $\alpha$ -спектрометре (с разрешением 25–35 кэВ) источник  $\alpha$ -частиц располагается у отрицательно заряженного высоковольтного электрода в камере, заполненной газом (аргоном). «Треки»  $\alpha$ -частиц лежат в пространстве между этим электродом и «сеткой», находящейся при более низком потенциале. Вдоль «трека» возникают пары «положительный – электрон»; электроны отталкиваются сеткой и направляются к «собирающему» электроду, находящемуся при потенциале Земли, а положительные ионы улавливаются отрицательным высоковольтным электродом и не участвуют в процессе измерений. Объем, заключенный между сеткой и собирающим электродом образует «измерительный объем» спектрометра. Электроны, образующиеся вдоль трека  $\alpha$ -частиц, полностью проходят этот объем, вследствие чего на собирающем электроде возникает «электронный импульс», величина которого определяется только общим числом пар ионов, образованных частицей, которое, в свою очередь, с высокой точностью пропорционально энергии  $\alpha$ -частиц. Сигнал, возникающий на электроде, усиливается и регистрируется многоканальным анализатором импульсов.

Поток  $\alpha$ -частиц оказывает сильнейшее биологическое действие на живые организмы, носящее характер «лучевого поражения», вплоть до гибели организма, аналогично действию других видов ионизирующих излучений. Малая величина пробега  $\alpha$ -частиц в тканях (сотые доли миллиметра) и высокая плотность создаваемой ими ионизации обуславливает высокую относительную биологическую эффективность  $\alpha$ -лучей и поражении тканей лишь в непосредственной близости от источника частиц. При внешнем  $\alpha$ -облучении поражаются обычно только открытые участки кожи и роговая оболочка глаза, однако большие дозы облучения могут вызвать появление долго незаживающих язв. Значительно опаснее внутреннее поражение организма, вызванное попавшими в него с воздухом или с пищей радиоактивными ядрами. При этом источники  $\alpha$ -излучения (особенно опасен изотоп плутония – 239)

накапливаются в жизненно важных органах – легких, печени, почках, селезенке, обладая длительным временем жизни и высокой канцерогенной активностью, они вызывают хроническую лучевую болезнь и развитие злокачественных опухолей. В то же время биологическое действие  $\alpha$ -облучения может быть использовано и в лечебных целях; совокупность этих методов называется « $\alpha$ -терапией». Для этих целей используют «короткоживущие» или быстро выводящиеся из организма протоны (радон  ${}^{222}_{86}\text{Ra}$ , дочерние продукты распада торона  ${}^{219}_{86}\text{Th}$  и другие), которые испускают все виды ( $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ ) радиоактивного излучения, однако из них эффективно поглощаются в организме (до 90 %) во время терапевтической процедуры только  $\alpha$ -частицы.

Альфа-терапия осуществляется в виде радоновых ванн (общих и местных), питья радоновой воды, вдыхания обогащенного радоном воздуха и т. д., а также посредством наложения на определенные участки кожи радиоактивных повязок марлевых аппликаторов с дочерними продуктами торона – или мазей и растворов, содержащих «торен-Х» (изотоп  ${}^{224}_{88}\text{Ra}$ ). Такие процедуры благотворно влияют на функциональное состояние нервной системы (центральной и вегетативной), эндокринных желез и сердечнососудистой системы; кроме того, альфа-терапия оказывает успокаивающее, обезболивающее и противовоспалительное действие. Альфа-терапия применяется при заболеваниях нервной системы, неврастении; она противопоказана, например, при злокачественных опухолях, туберкулезе, некоторых заболеваниях крови. Проводится этот вид лечения на специализированных курортах с природными радоновыми источниками (в воде и воздухе) – в Пятигорске, Цхалтубо, Белокурихе, а также в Брем Бахе (Германия), Яхиллове (Чехия), а также и во в некурортных условиях (при этом радоновые воды готовятся с помощью растворов, содержащих  $\text{Ra}^{226}$ ).

Ионизирующее действие  $\alpha$ -излучения лежит в основе действия измерительного прибора радиоактивного вакуумметра или «альфатрона», предназначенного для измерения давления газа (примерно от 100 кПа до 10 мПа и ниже) в различных системах автоматического контроля. Основной частью прибора является радиоактивный катод, содержащий  $\alpha$ -радиоактивный радий или плутоний (применение плутония приводит к некоторому снижению чувствительности, но и к повышению безопасности прибора). Образующиеся электроны собираются положительно заряженным «коллектором» а положительные ионы «отсасываются» катодной (отрицательно заряженной) стенкой; между катодом и коллектором прикладывается напряжение 30–40 В, ток в цепи коллектора усиливается и измеряется специальной схемой. Преимуществом альфатрона перед широко распространенным термическим потенционным вакуумметром является отсутствие накаливаемого катода, требующего специального источника электропитания.

«Бета-распадом» называется радиоактивное превращение ядра  ${}_Z^M\text{X}$ , при котором испускается электрон (или позитрон) и антинейтрино (или нейтрино) и

образуется ядро  ${}_{Z+1}X^M$  (при «электронном»  $\beta$ -распаде) или  ${}_{Z-1}X^M$  (при «позитронном»  $\beta$ -распаде). Схемы  $\beta$ -распада для этих случаев имеют, соответственно, вид:

$${}_ZX^M \rightarrow {}_{Z+1}X^M + {}_{-1}e^0 + \nu^- . \quad (7.23)$$

$${}_ZX^M \rightarrow {}_{Z-1}X^M + {}_{+1}e^0 + \nu^+ . \quad (7.24)$$

Увеличение  $Z$  на 1 в первом случае означает, что один из нейтронов «материнского» ядра превратился в протон, уменьшение  $Z$  на 1 во втором случае, – что один из протонов ядра превратился в нейтрон. К такому же результату приводит захват ядром электрона из электронной оболочки атома («электронный захват»); в результате чего протон в ядре превращается в нейтрон, и испускает нейтрино:

$$e^- + p \rightarrow n + \nu^+ . \quad (7.25)$$

Обычно происходит захват из ближайшей к ядру  $K$ -оболочки – « $K$ -захват» (см. ниже); реже происходит  $L$ -захват.

Кинетические энергии электронов, вылетающих при  $\beta$ -распаде, распределены непрерывно в интервале от 0 до минимальной энергии  $E_0$ , которая определяется разностью масс  $\Delta M$  материнского и дочерних ядер, т. е. энергией  $\beta$ -распада. Для объяснения этой особенности  $\beta$ -распада и было введено представление о «нейтрино» – нейтральной частице с очень малой (возможно, нулевой) массой покоя. Тогда полная энергия  $\beta$ -распада может случайным образом распределяться между электроном (позитроном) и нейтрино (вопрос о различии между нейтрино и антинейтрино является весьма сложным, и обсуждение этого вопроса выходит далеко за рамки данной книги) согласно уравнению:

$$\bar{C}^2 \Delta M = E_e + E_\nu + c^2 m_e + c^2 m_\nu \quad (7.26)$$

( $E_e$  и  $E_\nu$  – кинетические энергии электрона и нейтрино, соответственно). Энергия, выделяющаяся при  $\beta$ -распаде, находится в пределах от 0,0186 МэВ (в процессе распада  ${}_1H^3 \rightarrow {}_2He^3$ ) до 13,43 МэВ ( ${}_5B^{12} \rightarrow {}_6C^{12}$ ). Период распада находится в чрезвычайно широких пределах – от 25 мс ( ${}_5B^{12}$ ) до  $4 \cdot 10^{12}$  лет ( ${}_{75}Ro^{187}$ ). Столь большие времена жизни указывают на то, что бета – распад вызывается очень «слабым» взаимодействием микрочастиц, малым по сравнению с ядерным («сильным») и электромагнитным взаимодействием (подробнее об этом см. ниже, гл. 9).

В современной теории бета – распада этот процесс рассматривается по аналогии с электромагнитным излучением возбужденных атомов. При  $\beta$ -распаде рождаются электрон и антинейтрино (или протон и нейтрино), аналогично тому, как при переходе атома из возбужденного состояния в основное рождается фотон; при этом ядерный нейтрон превращается в протон (или, соответственно, протон превращается в нейтрон). Сам процесс распада рассматривается как результат взаимодействия ядерного поля с электронным (позитронным) и нейтринными полями (аналогично тому, как изменение или поглощение фотонов атомами рассматривается как результат взаимодействия

атомного электрона с электромагнитным полем, что и приводит к рождению фотона).

Интенсивность этого взаимодействия определяется постоянной связи  $g$  нуклонного и электронно-нейтронного полей ( $g = 1,4 \cdot 10^{-62}$  Дж·м<sup>3</sup>). Как и в теории изменения атомов существуют определенные квантово-механические «правила отбора», определяющие возможные переходы, вероятность которых значительно больше, чем для переходов, «запрещенных» этими правилами. Детальная теория приводит к объяснению наблюдаемой формы распределения  $\beta$ -электронов по энергиям ( $\beta$ -спектра), определению угловых распределений и состояния «поляризации» частиц (аналогично поляризации световых волн, испускаемых атомами), а также оценке периода полураспада. Все эти характеристики  $\beta$ -распада явились также предметом детальных экспериментальных исследований.

Энергетический спектр  $\beta$ -электронов экспериментально исследуется с помощью специальных приборов – «бета-спектрометров» различных типов. В основе их действия лежит разделение электронов с различными энергиями в электрических и магнитных полях. Например, в поперечном магнитном поле электрон движется по дуге окружности, радиус которой пропорционален импульсу электрона  $P = mv = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ ; поэтому пучок, содержащий электрон с

различными импульсами, разделяется на ряд «мономатических» пучков с определенными импульсами. Помещая в соответствующих местах детекторы, регистрирующие число электронов  $\Delta N_c$  импульсами в интервале  $(P_1 v + \Delta P)$ , можно построить кривую распределения, т. е.  $\beta$ -спектр, в координатах  $\Delta N(P)$ . Затем переход от импульсов к энергиям осуществляется по известной формуле теории относительности:  $E = (P^2 c^2 + m_0^2 c^4)^{1/2} - m_0 c^2$ . В современных  $\beta$ -спектрометрах используются не только отклоняющие действия электрических и магнитных полей, но и их способность «фокусировать» электронные пучки. Такая фокусировка может осуществляться с помощью поперечных или продольных магнитных или электростатических полей; в соответствии с этим классифицируют различные типы спектрометров. В спектрометрах с поперечным магнитным полем электроны, вышедшие из общего источника, разделяются по импульсам и пройдя полуокружность, фокусируются в плоскости детектора в различных местах, где образуются «изображения» источника. Изображение «точечного» источника вследствие неизбежной неточности фокусировки всегда имеет конечные размеры, которые определяют «разрешающую способность» прибора по импульсам  $\Delta P / P = \delta$ .

Телесный угол, в который попадают вылетевшие из источника электроны, регистрируемые детектором, выраженный в долях от полного угла  $4\pi$ , определяет «светосилу» спектрометра ( $\Omega$ ). В рассматриваемых приборах  $\delta$  составляет 0,4 % при  $\Omega = 0,05$  %; с увеличением  $\Omega$  разрешение ухудшается (при  $\Omega = 0,3$  %  $\delta = 1,5$  %). Для улучшения разрешающей способности спектрометров

с полукруговой фокусировкой используют неоднородные поперечные магнитные поля; при этом достигается разрешение  $\delta = 0,2 \%$  при светосиле около  $0,3 \%$ . Для улучшения светосилы используют магнитные поля «секторного» типа, что позволяет получить  $\Omega > 10 \%$  ( $12 \%$  и больше). При этом разрешение прибора остается еще достаточно высоким ( $1-2 \%$ ).

В  $\beta$ -спектрометрах с продольным магнитным полем фокусировка электронов осуществляется в полях с осевой симметрией, возникающих в длинных катушках с током (соленоидах). По аналогии с электронно-оптическими устройствами они называются «магнитными линзами» (сами спектрометры – линзовыми). Вылетающий из источника под некоторым углом  $Q$  к направлению магнитного поля  $\vec{\beta}$ -электрон движется по винтовой линии, проекция которой на плоскость, перпендикулярную к  $\vec{\beta}$ , представляет собой окружность с радиусом  $\rho = \frac{mv}{eB} \sin \theta$ . После поворота на  $2\pi$  траектории всех электронов с импульсом  $P = mv$ , вылетевших из источника, пересекут ось  $z$ , совпадающую с направлением  $\vec{\beta}$ , в точке на расстоянии  $L = \frac{2\pi mv}{eB} \cos \theta$  от источника. Такая фокусировка осуществляется лишь для «перексиальных» лучей с малыми углами  $Q$  (см. гл. 1). Однако по техническим причинам такие углы в  $\beta$ -спектрометрах использовать нельзя, и оптимальные углы близки к  $Q \approx 40^\circ$ . Поэтому электронное изображение источника всегда является несколько размытым, что определяет разрешающую способность прибора. Обычно разрешение составляет около  $0,4 \%$  при светосиле  $2 \%$  (максимальная светосила – около  $5 \%$ ). Улучшение характеристик прибора достигается при использовании неоднородных магнитных полей, что, разумеется, связано с усложнением его конструкции.

В электростатических  $\beta$ -спектрометрах фокусировка электронов осуществляется в поле между двумя коаксиальными цилиндрами или концентрическими сферами. В последнем случае фокусировка аналогична «полукруговой» фокусировке в однородном поперечном магнитном поле. Если  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы сфер, то для фокусировки «нерелятивистских» электронов ( $v \ll c$ ) с энергией  $\frac{m_0 v^2}{2}$  к ним необходимо приложить разность потенциалов

$$U = \left( \frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2} \right) \frac{m_0 v^2}{2e} \quad (7.27)$$

Например, для электронов с энергией  $50$  кэВ при радиусе кривизны их траектории  $0,1$  м необходимо создать электростатическое поле с напряженностью  $E = 24$  кВ/см. Необходимость таких сильных полей существенно ограничивает возможности применения спектрометров этого типа, несмотря на их определенные достоинства (например, возможность точного измерения фокусирующего поля). Кроме того, для «релятивистских» электронов ( $v \approx c$ ) фокусирующие свойства  $\beta$ -спектрометров резко ухудшаются. Для электронов малых энергий разрешение этих приборов достигает  $0,5-1 \%$  при светосиле  $4 \%$ .

В качестве источников электронов в  $\beta$ -спектроскопии используют тонкие слои радиоактивного вещества, нанесенные на подложку из вещества с малым  $z$ ; эти меры применяются с целью уменьшения потерь энергии и многократного рассеяния электронов в источнике. Для нерелятивистских электронов толщина источников (умноженное на плотность слоя) составляет около  $1 \text{ мкг/см}^2$ . Они изготавливаются путем испарения в вакууме солей или окислов соответствующего вещества на подложку из слюды или алюминиевой фольги; при этом подложка также делается по возможности тонкой во избежание обратного рассеяния электронов. В качестве детекторов в  $\beta$ -спектроскопии применяются фотопластинки (в спектрометрах с постоянными магнитами) или счетчики заряженных частиц, например, сцинтилляционные или гейгеровские счетчики (для электронов малых энергий). Обширная информация, полученная при исследовании спектров  $\beta$ -распада, явилась весьма ценным средством проникновения в глубинную структуру атомных ядер.

Пучки электронов, возникающие при  $\beta$ -распаде радиоактивных ядер (« $\beta$ -излучение») обладают биологическим действием и при попадании в организм могут вызвать тяжелое лучевое поражение, вплоть до гибели клеток, тканей и всего организма. «Относительная биологическая эффективность»  $\beta$ -облучения (по сравнению со «стандартным» жестким рентгеновским излучением) близка к 1. При внешнем облучении  $\beta$ -излучение поражает преимущественно поверхностные ткани, поскольку его поражающая способность не превышает нескольких мм. При попадании радиоактивных изотопов типа  $^{45}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  и т. п. В организм возникает лучевое поражение внутренних органов, степень которого зависит от распределения изотопов в организме, периодов их полураспада и скорости выведения из организма. При этом патологически измененные ткани и органы (опухолевые, дистрофические, при воспалительном процессе и т. д.) обладают большой чувствительностью к воздействию радиоактивного излучения. На этом основана «бета-терапия», т. е. метод воздействия  $\beta$ -излучением на патологически измененные участки организма в лечебных целях. Помимо радиоактивных изотопов, в качестве источников излучения используют также ускорители заряженных частиц (например, бетатроны и линейные ускорители, описанные ниже).

Помимо  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения, при радиоактивных превращениях испускаются еще так называемые « $\gamma$ -лучи»; они наблюдаются также и во многих других процессах с участием ядер. Гамма-лучи по своей природе представляют собой коротковолновое электромагнитное излучение с энергией квантов, превышающей примерно  $0,1 \text{ МэВ}$ ; принципиального различия между ними и, например, коротковолновым рентгеновским излучением, не существует. Поэтому термин « $\gamma$ -излучение» является в значительной мере условным. Гамма-лучи, так же, как и рентгеновские, могут возникать при ускоренном движении (или торможении) быстрых заряженных частиц, а также при аннигиляции частиц и античастиц и распаде мезонов и гиперонов (см. гл. 9).



При длинах волн, характерных для  $\gamma$ -лучей – от  $10^{-3}$  А до 1 А ( $10^{-10}$ – $10^{-13}$  м) – преобладают корпускулярные свойства электромагнитного излучения, которое можно рассматривать как поток частиц–квантов (или  $\gamma$ -фотонов) с энергией  $E_\gamma = h\nu$ . Ядро, так же, как и атом, представляет собой квантовомеханическую систему с дискретным набором энергетических уровней (состояний), который определяется структурой ядра (см. гл. 8). При переходе ядра из более высокого в более низкое возбужденное (или в основное) состояние испускается  $\gamma$ -квант с энергией  $h\nu = \Delta E$ , где  $\Delta E$  – разность энергий соответствующих уровней ядра. Совокупность таких переходов образует линейчатый спектр  $\gamma$ -излучения. Возбужденные ядра могут образоваться, например, при радиоактивном ( $\alpha$ - или  $\beta$ -) распаде «материнского» ядра; при этом  $\gamma$ -лучи, сопровождающие распад, испускаются «дочерним» ядром при его переходе в более низкое возбужденное или в основное состояние. При этом обычно возникают  $\gamma$ -кванты с энергиями примерно от 10 кэВ до 5 МэВ. Если же дочернее ядро образуется в основном (наиболее низком) состоянии, то  $\gamma$ -излучение не возникает. Однако и в указанном выше случае образования возбужденного дочернего ядра  $\gamma$ -лучи могут не наблюдаться, поскольку энергия перехода ядра  $\Delta E$  может быть непосредственно передана одному из электронов атома, который, приобретая большую избыточную энергию, покидает атом. Такой процесс называется «внутренней конверсией»  $\gamma$ -лучей. Если энергия перехода превышает удвоенную энергию покоя электрона  $m_0c^2$  ( $m_0$  – масса покоя электрона, равная  $9,1 \cdot 10^{-31}$  кг), т. е. примерно 1 МэВ, то при таком переходе может возникнуть пара электрон – позитрон (см. гл. 9).

Таким образом,  $\gamma$ -лучи, сопровождающие радиоактивный распад ядер, имеют линейчатый энергетический спектр, изучение которого дает информацию о системе возбужденных уровней соответствующего ядра и о возможных переходах между ними, это определяет возможность детального исследования  $\gamma$ -спектров. Совокупность экспериментальных методов, применяемых при таких исследованиях, называется гамма – спектроскопией (см. ниже). В некоторых случаях  $\gamma$ -спектр оказывается сравнительно простым. В качестве примера на рисунке 7.2 показана энергетическая схема распада  $\beta$ -радиоактивного изотопа  $S^{130}$  с образованием ядра  $Xe^{130}$ . Гамма-переходы показаны вертикальными стрелками, при которых указаны энергии соответствующих  $\gamma$ -квантов. В данном случае в  $\gamma$ -спектре содержится 5 линий с энергиями квантов от 0,409 МэВ до 1,15 МэВ. Такие простые спектры вообще характерны для ядер с четным числом протонов ( $Z$ ) и четным числом нейтронов ( $A - Z$ ); например, для ядра  $_{54}Xe^{130}$   $Z = 54$  и  $A - Z = 76$ . Как уже упоминалось выше,  $\gamma$ -лучи возникают также при различных ядерных реакциях; этот вопрос будет несколько подробнее рассмотрен ниже, в гл. 8.

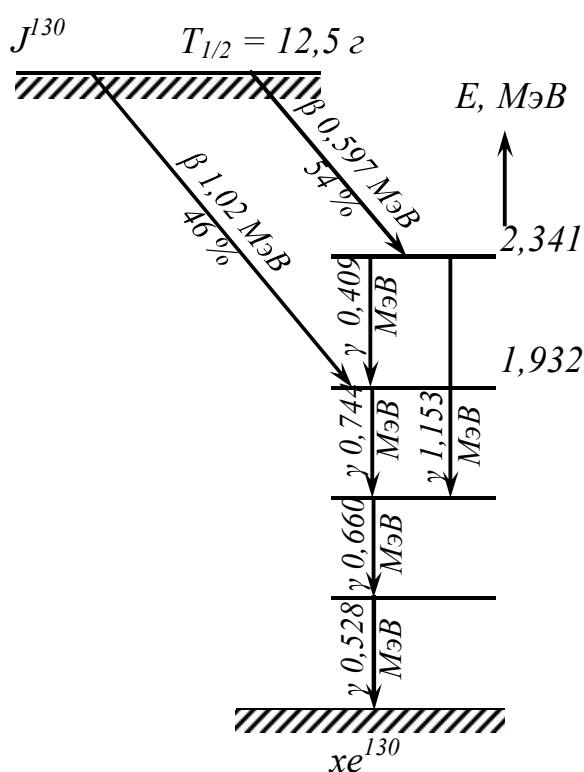


Рисунок 7.2

Исследование  $\gamma$ -спектров – гамма-спектроскопия – вместе с альфа- и бета-спектроскопией (см. выше) образуют предмет ядерной спектроскопии, являющейся основным средством изучения внутренней структуры атомных ядер. Для указанной цели созданы специальные приборы – гамма-спектрометры различных типов, действие которых основано на процессах взаимодействия гамма-лучей с веществом. Так, например, энергия  $\gamma$ -излучения может быть определена путем измерения коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей в веществе (см. ниже). Во многих типах гамма-спектрометров используется эффект появления фотоэлектронов, при прохождении  $\gamma$ -лучей через вещество. В сцинтилляционных спектрометрах эти вторичные

электроны, энергии которых связаны простыми соотношениями с энергиями  $\gamma$ -квантов, вызывают «вспышки» (сцинтилляции) люминофора, интенсивность которых пропорциональна энергии вторичных электронов. В спектрометрах с пропорциональными счетчиками вторичные электроны вызывают импульс в счетчике, пропорциональный энергии  $\gamma$ -лучей, который затем регистрируется измерительной схемой. В области «мягких»  $\gamma$ -лучей их энергия может быть измерена непосредственно путем исследования картины дифракции на кристаллах, аналогично тому, как это осуществляется для рентгеновских лучей. Детальное изложение сложных проблем гамма-спектроскопии выходит далеко за рамки данной книги и содержится в специальной литературе.

Изучение процессов взаимодействия  $\gamma$ -лучей с веществом является проблемой большой практической важности. С одной стороны,  $\gamma$ -кванты, будучи нейтральными частицами с нулевой массой покоя, обладают исключительно высокой проникающей способностью. С другой стороны, благодаря большой энергии кванта (до десятков МэВ)  $\gamma$ -кванты при взаимодействии с ядрами атомов вещества вызывают существенные эффекты, что, в частности, проявляется в биологическом действии  $\gamma$ -излучения. Рассмотрим эти вопросы более подробно.

Высокая проникающая способность  $\gamma$ -лучей используется в различных отраслях промышленности (в металлургии, судостроении и т. д.) в качестве мощного метода контроля качества изделий – для обнаружения дефектов (раковин, трещин, газовых включений, не проваров швов и т. д.) в

металлических отливках, слитках и сварных швах. Такой метод контроля называется гамма–дефектоскопией и особенно эффективен при исследовании изделий значительной толщины, когда другие методы оказываются недостаточными. С одной стороны от исследуемого объекта располагается источник  $\gamma$ -излучения, а с другой стороны – детектор излучения. Интенсивность  $\gamma$ -излучения, прошедшего через различные участки изделия, зависит от состава, плотности и толщины участков (например, повышенная интенсивность прошедшего излучения указывает на наличие пустот – пор или раковин – в данном участке). Анализ этого распределения интенсивностей позволяет установить характер, размер и местоположение дефекта. В зависимости от плотности материала и толщины контролируемого изделия, а также чувствительности детектора выбирается источник  $\gamma$ -излучения с подходящей активностью. При малых толщинах (порядка 10 мм) используют изотопы  $Eu^{155}$  или  $Ti^{170}$ , при больших толщинах (60–200 мм) –  $Co^{60}$  или  $Cs^{137}$ . Применяются весьма разнообразные детекторы  $\gamma$ -лучей, например, рентгеновская пленка, помещаемая в светонепроницаемую кассету, установленную на контролируемом объекте. Для сокращения времени получения отпечатка применяют усиливающие фольги, действие которых основано на образовании фотоэлектронов под действием  $\gamma$ -лучей, и экраны, испускающие световое излучение при  $\gamma$ -облучении. Применение усиливающей фольги часто позволяет также улучшить четкость изображения. При массовом контроле одинаковых изделий (сварных труб, отливок и т. п.) часто используют ионизационную гамма–дефектоскопию, в которой для дифектирования  $\gamma$ -лучей применяются ионизационные камеры или сцинтилляционные счетчики. При этом можно обнаружить лишь наличие дефекта по изменению интенсивности прошедшего  $\gamma$ -излучения, но не размер и характер дефекта; однако преимуществом метода является возможность автоматизации операций контроля продукции, что позволяет повысить его производительность. Возможность автоматизации контроля и одновременного определения размеров и местоположения дефектов сохраняется при применении в качестве детекторов  $\gamma$ -излучения сцинтиллирующих экранов или электроннооптических преобразователей. Изображение на экране дает наглядное представление о положении, размере и форме дефекта и может оцениваться визуально. Применение электроннооптических преобразователей позволяет увеличить яркость изображения и спроектировать его на большой экран оптической или телевизионной системой. Для повышения яркости при просвечивании очень большой толщины (500 мм и более) применяют  $\gamma$ -излучение, возникающее при торможении высокоэнергетического электронного пучка, создаваемого с помощью ускорителя, например, бетатрона или синхротрона.

Существуют различные типы конструктивного исполнения гамма–дефектоскопов. В промышленном производстве при контроле качества изделий большой толщины применяются стационарные дефектоскопы с гамма–источниками высокой активности, представляющими повышенную опасность для обслуживающего персонала. Поэтому существенной частью такой

установки является довольно громоздкая система защиты от облучения, а работа на установке требует строгого соблюдения правил техники безопасности. В полевых, цеховых и монтажных условиях часто используются портативные (переносные) гамма–дефектоскопы облегченной конструкции, содержащие источники излучения сравнительно невысокой активности. Существенными частями такого прибора являются радиоактивный (обычно кобальтовый) препарат, контейнер для его хранения в нерабочем положении и устройство для дистанционного перемещения препарата в рабочее положение; это устройство обычно представляет собой гибкий шланг с ручкой, внутри которого ходит трос, соединенный с ручкой и патроном, содержащим препарат. Ручка имеет три фиксированных положения, которые, в свою очередь, соответствуют трем положениям аппарата: в центре сферической части защитного кожуха (нерабочее положение), в вершине открытого конуса (при этом излучение сосредоточено в пучке с малым углом расхождения) и вне защитного кожуха. Разумеется, при работе с переносным гамма–дефектоскопом необходимо соблюдать определенные правила техники безопасности. При осуществлении автоматического перемещения источника и детектора  $\gamma$ -излучения вдоль контролируемого участка изделия; в качестве детектора при этом удобно использовать упомянутые выше сцинтилляционные приемники или электроннооптические преобразователи.

### 7.3 Действия радиоактивных излучений

При радиоактивных превращениях атомных ядер, а также в результате ядерных реакций возникают частицы высокой энергии –  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицы,  $\gamma$ -кванты и т. д. Эти частицы, попадая в вещество, вызывают ионизацию атомов и молекул, что приводит к существенному изменению структуры вещества. Большие изменения вызывает в живых организмах, вплоть до необратимого нарушения жизненных процессов и гибели организма. Проблема воздействия ядерных излучений на вещество представляет интерес для инженеров, специализирующихся в области материаловедения, дозиметрии, ядерной техники, машиностроения и т. д. В то же время связанной с этой проблематикой вопросы обычно являются весьма сложными. Поэтому в данной главе мы рассмотрим лишь отдельные аспекты с целью общего ознакомления с проблемой.

Проникающие ядерные излучения высоких энергий интенсивно взаимодействует с веществом, вызывая в нем различные «радиационные эффекты», качественно отличные от обусловленных «оптическим», более длинноволновым излучением. В то время как последнее взаимодействует главным образом с электронами, высокоэнергетическое излучение ( $\gamma$ -лучи, нейтроны и т. д.) может вызывать изменение структуры кристаллической решетки, т. е. обуславливать радиационное повреждение вещества – смещение атомов твердого тела. Наряду с этим это излучение вызывает также и ионизацию атомов; ввиду интенсивного характера протекания этих процессов

высокоэнергетические частицы часто называют «ионизирующим излучением». Изучение процессов «радиационного повреждения» приобрело особую актуальность в связи с вступлением человечества в эру освоения космоса. Космические корабли в открытом космосе, лишённые «экранизирующего» действия земной атмосферы, подвергаются интенсивному воздействию потоков высокоэнергетических излучений – потоков  $\alpha$ -частиц,  $\gamma$ -квантов, что совершенно необходимо учитывать при выборе конструкционных материалов для космических летательных аппаратов.

Попадая в вещество, частица с массой  $m_1$  и энергией  $E_1$  в результате упругого столкновения с атомом массы  $m_2$  передает ему некоторую энергию  $E_2$ , максимальное значение которой равно

$$E_{2m} = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1. \quad (7.28)$$

Эта энергия может превысить энергию связи атома в решетке  $E_I$ ; тогда атом покидает свое равновесное положение и на его месте в узле решетки образуется «вакансия». Величина  $E_2$  для различных твердых тел обычно составляет 20–30 эВ и больше. Смещенный первичный атом может обладать достаточной энергией для «выбивания» из узлов решетки «вторичных» атомов, а также для их возбуждения и ионизации. После потери всей избыточной энергии «первичный» атом занимает некоторое положение – «междоузлие» – в решетке. В результате в решетке образуется определенное число дефектов – вакансий и атомов в междоузлиях, которое характеризует степень «радиационного повреждения» тела. Это число зависит от плотности вещества (числа атомов и единиц объема), плотности потока «облучающих» частиц, продолжительности облучения и вероятности упругого соударения. Нейтроны могут испытывать не только упругие, но и неупругие столкновения с ядрами атомов, при которых могут происходить ядерные реакции, приводящие к накоплению «чужеродных» атомов в кристалле. Быстрые электроны обычно вызывают, главным образом, возбуждение и ионизацию атомов в результате взаимодействия с электронными оболочками атомов, а замедление электронов в веществе приводит к появлению тормозного излучения. При очень высокой энергии электроны могут вызывать также и появление смещенных (вторичных) атомов. Взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом обычно вызывает три основных эффекта: фотоэлектрический, Комптона и образование электрон–позитронных пар. При этом возникают «вторичные» электроны с энергиями порядка энергии  $\gamma$ -квантов, которые также могут вызывать радиационные повреждения. Существуют различные методы теоретической оценки возможной степени радиационного повреждения тел в результате этих процессов облучения. При этом характер повреждения существенно не одинаков для металлов, диэлектриков и полупроводников.

В металлах в виду наличия свободных электронов, слабо связанных с ионным остовом, образование дефектов кристаллической решетки связано только с прямым действием излучения на ядра атомов (или «атомные остатки»). Этот процесс может быть изучен по увеличению «остаточного

сопротивления» металлов при низких температурах (см. гл. 2), а также по увеличению периодов кристаллической решетки и общих размеров облучения тела. Наряду с ростом концентрации дефектов всегда интенсифицируется процесс их «рекомбинации» – попадания межузельных атомов в вакантные узлы. Этот процесс может быть ускорен путем нагрева тела – отжиге, поскольку при этом возрастает скорость диффузии атомов через решетку; в результате отжига остаточное сопротивление металла падает, а первоначальные размеры образца восстанавливаются. Интенсивное облучение быстрыми частицами существенно изменяет многие физические свойства металлов и сплавов; в частности, модуль упругости возрастает, особенно в недеформированных кристаллах. В современной теории твердого тела все подобные эффекты объясняются накоплением в кристаллах точечных дефектов – вакансий и межузельных атомов, которые препятствуют движению линейных дефектов – дислокаций, ответственному за пластическую деформацию металлов.

В неметаллических материалах электроны сравнительно прочно связаны с атомами, поэтому возбуждение и ионизация атомов под действием облучения существенно сказываются на свойствах вещества, наряду с образованием «смещенных» атомов, поэтому характер радиационного повреждения может оказаться весьма сложным. В ряде случаев облучение вызывает существенное изменение структуры и увеличение размеров кристалла; в связи с этим уменьшается плотность вещества. Очень интенсивное нейтронное облучение может привести к превращению кристаллической структуры в аморфную (это наблюдается для кристаллического кварца и алмаза). Изменяются и другие свойства веществ, например, модуль упругости, прочность и твердость материала; электрическое сопротивление проводящих неметаллов возрастает, а коэффициент теплопроводности уменьшается. Под воздействием высокоэнергетических излучений в диэлектриках возникает ряд оптических и магнитных явлений: появление «центров окрашивания» (мест захвата электронов дефектами решетки), усиление парамагнитных свойств и т. д. Снижение концентрации дефектов может быть достигнуто путем отжига при достаточно высоких температурах (1 200 К и выше).

Большой практический интерес представляет действие ионизирующих излучений на полупроводники, имеющее различные практические применения. Помимо указанных выше механизмов радиационного повреждения, в полупроводниках под действием облучения существенно повышается концентрация свободных носителей заряда – электронов и дырок; например  $\alpha$ -частицы с энергией 5 МэВ вызывают в кремнии появления более  $10^6$  пар носителей заряда. При этом средняя энергия пары носителей оказывается мало зависящей от начальной энергии и вида облучающих частиц. Эти факты лежат в основе широкого применения полупроводниковых счетчиков частиц в различных ядерных исследованиях, а также использования полупроводниковых кристаллов для целей преобразования энергий заряженных частиц в электрическую энергию в различных полупроводниковых приборах.

Образующиеся при облучении дефекты кристаллической решетки становятся «центрами захвата» свободных носителей заряда, что существенно сказывается на электрических и оптических свойствах полупроводников. Облучение медленными нейтронами может, как уже указывалось выше, привести к появлению примесей в полупроводнике донорного или акцепторного типа. Все эти дефекты, включая вакансии и межузельные атомы, вызывают появление дополнительных уровней в запрещенной зоне полупроводника (см. гл. 5) и даже в очень малых концентрациях обуславливают существенные изменения электрических и оптических свойств кристалла, в частности, появления примесной проводимости и фотопроводимости. При отжиге первоначальные свойства полупроводника могут быть восстановлены. Все эти явления нашли практическое применение в полупроводниковой технике.

Существенное изменение свойств полимерных материалов в результате облучения высокоэнергетическими частицами обусловлено различными радиационно-химическими превращениями в веществе, которое приводит к изменению структуры молекул полимера. Ввиду большого размера молекул влияние облучения оказывается значительно более сильным, чем в обычных (низкомолекулярных) веществах, и проявляется в изменении вязкости, растворимости и других физико-химических свойств. Рентгеновские и гамма-лучи, а также быстрые электроны оказывают приблизительно одинаковые действия на полимеры при условии одинаково поглощенной энергии – «дозы облучения» (см. ниже), причем это действие усиливается с ростом дозы. К происходящим в полимере радиационно-химическим реакциям относятся, в частности, «сшивка» – образование новых химических связей между молекулами, «деструкция» – разрыв молекул, выделение газообразных продуктов, например, водорода и т. д. Характер этих изменений определяется природой полимерных молекул и окружающей среды. С повышением температуры выход радиационно-химических реакций повышается. В ряде случаев наблюдается также зависимость от мощности дозы. Процессы «сшивания» и «деструкции» обычно идут в полимерах параллельно при облучении, однако один из них является преобладающим, в связи с чем различают «сшивающиеся» и «деструктирующие» полимеры; к первому типу принадлежат, например, полиэтилен, нейлон, полистирол и биополимер – дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК), ко второму типу – целлюлоза, полиметилметакрилат и др., однако в случае ДНК и ряда других полимеров выходы реакций обоих типов оказываются одного порядка, поэтому такое деление является условным. При преобладании деструкции облучение вызывает повышение растворимости и текучести, снижению прочности и повышению хрупкости полимера, вследствие чего он превращается в вязкую жидкость или порошок. Напротив, сшивание вызывает противоположные эффекты, вследствие чего полимер приобретает структуру нерастворимого геля со сплошным пространственным каркасом. При деструкции кристаллических полимеров, например, политетрафторэтилена, степень кристалличности возрастает, и вещество становится более хрупким; напротив, при сшивании

таких полимеров (например, полиэтилена) происходит их «аморфизация», сопровождающаяся повышением жесткости материала. Вообще механические свойства полимеров наиболее чувствительны к облучению, и их изменения могут служить мерой поглощенной дозы облучения, электрические и оптические свойства полимеров изменяются при этом менее значительно. Ввиду большого многообразия и сложности состава и структуры полимеров однозначная оценка их радиационной стойкости не всегда возможна; обычно на практике пользуются сравнительными оценками в условных единицах. Механизм радиационных повреждений полимеров является предметом изучения радиационной химии, в настоящее время, достигнут значительный прогресс в понимании химических превращений в облученных полимерах, в результате чего расширилась область практического применения этих эффектов. Облучение полимеров быстрыми частицами применяется, например, при радиационном сшивании полимеров, радиационной вулканизации каучука (например, силиконовых) ненасыщенных полиэфиров, а также в целях модификации свойств полимеров в широких пределах путем радиационной «графт–сополимеризации». Эти приложения подробно описаны в специальной литературе.

Радиационное повреждение биологических молекул – белков, ферментов, нуклеиновых кислот, липидов и т. д. – лежит в основе биологического действия ионизирующих излучений. В результате действия облучения необратимо нарушаются основные биохимические функции макромолекул, что, в свою очередь, приводит к повреждению клеточных структур, и нарушению жизнедеятельности органов, тканей или живых организмов в целом. Облучение высокоэнергетическими частицами – рентгеновскими и  $\gamma$ -квантами, нейтронами,  $\beta$ -частицами и т. д. – приводит к «лучевому повреждению» всех живых объектов – от вирусов и бактерий до млекопитающих и человека. При большой поглощенной энергии излучения наступает гибель организмов. Восприимчивость различных биообъектов к облучению – «радиочувствительность» – существенно не одинакова. Так, наиболее радиочувствительными оказываются «молодые», делящиеся и размножающиеся клетки, а также клетки кроветворных органов – костного мозга и селезенки; мышечные и нервные ткани более устойчивые к облучению. Воздействие облучения на биообъекты зависит также от поглощенной ими энергии – «дозы облучения». Поэтому радиочувствительность организма можно оценить, например, с помощью «кривой выживаемости», т. е. зависимости числа выживших особей от дозы облучения. Часто в качестве меры радиочувствительности используется величина  $ND_{50/30}$  – смертельная (летальная) доза, вызывающая гибель 50 % облученных особей в течение 30 дней после облучения. Для высших животных и человека эта величина находится на уровне примерно 500 рентген (понятие «дозы» облучения является сложным и неоднозначным и будет подробно рассмотрено ниже). При дозах облучения, меньших летальной, возникает «лучевая болезнь» различной степени тяжести. Она проявляется на всех «уровнях» жизни – у



растений, животных и человека. У растений лучевая болезнь вызывается, прежде всего, нейтронами и  $\alpha$ -частицами, причем наиболее чувствительными к радиационному поражению являются корни и молодые ткани растений. Обычными ее признаками является задержка роста и повышение восприимчивости растений к инфекционным заболеваниям. Заболевшие растения нельзя употреблять в пищу и на корм скоту, так как это может привести к развитию лучевой болезни у человека и животных. Мероприятия по профилактике лучевой болезни растений пока еще разработаны недостаточно. Лучевая болезнь у животных может протекать в острой и хронической форме, в зависимости от полученной дозы облучения. Острая лучевая болезнь в тяжелой или крайне тяжелой форме, возникает при дозах 400–600 рентген и заканчивается гибелью животного. При легкой и средней, а также хронической форме существуют средства лечения, эффективность которых, однако, в сильнейшей степени зависит от индивидуального состояния и условий содержания животного. Лучевая болезнь у человека также может принять острую форму – при однократном общем облучении организма в большой дозе – или хроническую – при постоянном длительном облучении малыми дозами или же после перенесенной острой лучевой болезни. При облучении дозой более 600 рентген лучевая болезнь обычно заканчивается смертью через 1–2 месяца после облучения. При меньших дозах болезнь поддается лечению, которое включает меры по нормализации работы органов кроветворения с использованием различных стимуляторов, по предотвращению инфекционных заболеваний с помощью антибиотиков, воздействие на нервную систему и т. д. Однако основное внимание направляется на предотвращение случаев переоблучения людей и возникновения лучевой болезни; для этой цели существует комплекс законодательных мер по гигиене и охране труда и технике безопасности при работе с источниками радиоактивного излучения (см. ниже).

Контролируемое биологическое действие излучения при обеспечении необходимых условий безопасности нашло исключительно широкое применение в медицине, сельском хозяйстве и биологии. На нем основана, в частности, «лучевая терапия» – комплекс методов лечения различных заболеваний с помощью локального (в редких случаях – общего) облучения радиоактивными излучениями или рентгеновскими лучами; эти методы тесно связаны с «клинической дозиметрией» и будут кратко рассмотрены ниже. Облучение в медицине применяется также для стерилизации лекарственных средств и перевязочных материалов. В сельском хозяйстве основные применения излучений следующие: стимулирование процессов жизнедеятельности растений (реже созревание, увеличение земной массы, накопление некоторых полезных продуктов обмена веществ и т. д.), выведение хозяйственно-полезных мутантов растений, (аналогичным методом были получены штаммы бактерий, вырабатывающих пенициллин), предотвращение прорастания картофеля, дезинфекция семян и их предпосевной обработке, лучевая консервация фруктов и овощей и т. д. В биологических исследованиях

ионизирующие излучения применяются для определения размеров макромолекул, вирусов и бактерий, исследование процессов миграции в белках и нуклеиновых кислотах, излучения топографии радиочувствительных структур в клетке и других целей.

Вопросы биологического действия излучений находятся в центре влияния многих наук – радиационной биологии, молекулярной биофизики, теоретической биологии, биохимии. За последние годы достигнут значительный прогресс в понимании радиобиологических явлений; изложение связанных с этим сложных проблем содержится в обширной специальной литературе.

#### 7.4 Детекторы микрочастиц

В связи с исследованием действия излучения на вещество и его использованием в весьма разнообразных практических и научных целях большое значение имеют методы обнаружения и определения динамических характеристик микрочастиц –  $\alpha$ -частиц, электронов и позитронов, протонов, нейтронов,  $\gamma$ -лучей, а также нейтральных атомных и молекулярных частиц. Эта задача решается с помощью «детекторов» микрочастиц, в основе которых лежит то или иное действие частиц на вещество (например, способность вызывать ионизацию атомов и молекул). В заводских и научно-исследовательских лабораториях чрезвычайно разнообразные по назначению и конструктивному исполнению детекторы частиц. С ознакомления с этими приборами обычно начинается деятельность любого инженера в лаборатории, работа которой связана с исследованием или использованием ядерных излучений. Особую группу таких приборов образуют «дозиметры», применимые в целях контроля дозы облучения, полученной в результате работы с радиоактивными веществами. Большую роль эти приборы играют в системе технического обеспечения гражданской обороны страны в условиях возможного ядерного нападения (см. п. 7.5). В связи с этим мы рассмотрим достаточно подробно основные принципы действия типичных детекторов микрочастиц, наиболее распространенных в практике. Разумеется, также рассмотрение не может быть исчерпывающим и должно быть дополнено сведениями, содержащимися в многочисленных специальных пособиях.

В практике исследований радиоактивных излучений, космических лучей и других видов ионизирующей радиации, (например, в дозиметрии) широкое распространение получили газовые счетчики частиц, действие которых основано на ионизации газа быстрыми заряженными частицами.

Газовый счетчик обычно выполняется в виде цилиндрического замкнутого стеклянного сосуда, заполненного газом (или смесью газов); в цилиндре содержится внешний электрод цилиндрической формы – катод, по оси которого натянута тонкая металлическая нить, которая служит вторым электродом – анодом. Электроды присоединяются к источнику напряжения через нагрузочное сопротивление. При прохождении ионизирующих частиц

через объем счетчика, образующиеся на их пути электроны и положительные ионы движутся к соответствующим электродам, создавая импульсы тока во внешней цепи, которые регистрируются прибором. При напряжении на электродах несколько сотен В «первичные» электроны, возникшие на пути ионизирующих частиц, ускоряются и приобретают способность сами ионизировать газ; при этом в межэлектродном промежутке возникают электронные лавины, что приводит к резкому возрастанию тока в цепи. Это явление называется «газовым усилением». Коэффициент газового усиления, т. е. отношение полного числа ионов в лавинах к числу ионов, созданных ионизирующей частицей, может достигать  $10^4$ – $10^5$ . При не слишком большой величине этого коэффициента величина импульса тока во внешней цепи пропорциональна числу пар ионов, созданных на своем пути регистрируемой частицей. Счетчик, действующий на этом принципе, называется «пропорциональным». Если в такой счетчик попадает «короткопробежная» частица (с малой энергией), полностью растрачивающая свою энергию в объеме счетчика, то по импульсу тока в цепи можно определить энергию частицы.

При повышении напряжения между электродами выше некоторой критической (пробивной) величины коэффициент газового усиления резко возрастает в результате перехода счетчика в область самостоятельного газового разряда, который будет возникать при любых актах прохождения ионизирующих частиц через счетчик. Для того чтобы счетчик был вновь готов к действию после прохождения каждой частицы, необходимо обеспечить «срыв» самостоятельного разряда сразу после его возникновения. С этой целью во внешнюю цепь счетчика включают большое сопротивление ( $10^8$ – $10^{10}$  Ом), ограничивающее величину импульсов тока до величины менее 1 мкА. При таких слабых токах коронный разряд, возникающий между нитью и внешним цилиндрическим электродом, неустойчив, так что пролетающие через счетчик ионизирующие частицы создают кратковременные вспышки коронного разряда, а на нагрузочном сопротивлении возникают импульсы напряжения, регистрируемые измерительной схемой. Такие счетчики называются «несамогасящимися», или счетчиками Гейгера – Мюллера. Они заполняются воздухом, водородом, аргоном или другим газом.

Если же счетчик заполнить «гасящей» смесью из двух газов – инертного газа, например, аргона, в количестве 90 %, и пара какого-нибудь органического соединения, например, этилового спирта, в количестве 10 %, то характер процессов в счетчике становится существенно иным. Сложные молекулы обладают большим коэффициентом поглощения фотонов и большой вероятностью диссоциации после перехода в возбужденное состояние, поэтому они практически полностью подавляют вторичные процессы, стабилизирующие разряд. В результате разряд быстро погасит даже при малом нагрузочном сопротивлении (до нескольких кОм); такие счетчики называются «самогасящимися» или «счетчиками Троста» (иногда их также называют счетчиками Гейгера – Мюллера).

Газовые счетчики могут применяться также для регистрации ионизирующих частиц; при этом используются «вторичные» ионизирующие частицы, созданные «первичными». Например, для регистрации быстрых нейтронов используют пропорциональные счетчики, заполненные гелием или водородсодержащими газами. Быстрые нейтроны, сталкиваясь с мягкими ядрами, передают им значительную часть своей кинетической энергии, в результате чего возникают «ядра отдачи», энергия которых должна быть достаточной для создания ионизации газа в счетчике. Медленные («тепловые») нейтроны могут быть зарегистрированы с помощью счетчиков, заполненных газообразным  $BF_3$ . При захвате медленного нейтрона ядром  $^{10}B$  возникает  $\alpha$ -частица и ядро лития, которые и создают эффект ионизации в объеме счетчика. Наконец  $\gamma$ -кванты регистрируются с помощью счетчиков Гейгера – Мюллера по ионизации, создаваемой быстрыми вторичными электронами, возникающими при поглощении или рассеивании  $\gamma$ -квантов в стенках счетчика или в наполняющем газе. Ввиду этого газовые счетчики применяются для целей регистрации самых разнообразных частиц в физике, медицине, биологии, ряде областей промышленности и техники.

Напряжение зажигания  $U_z$  самостоятельного коронного разряда в счетчике Гейгера – Мюллера обычно составляет 500–1000 В. При напряжении на счетчике  $U_0$  выше  $U_z$  пролетающая ионизирующая частица вызывает вспышку коронного разряда, даже если она создает всего одну пару ион – электрон в объеме счетчика. Развитие разряда происходит в течение 0,1–1 мкс, а его последующее гашение – за 10–100 мкс; после удаления остаточных ионов из объема счетчика и восстановления первоначального напряжения на электродах счетчик готов к регистрации следующей частицы. Таким образом, временное разрешение, достигаемое с помощью счетчика Гейгера – Мюллера составляет  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  с.

Существуют специальные конструкции счетчиков, позволяющие регистрировать также ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное излучения. Для этой цели в счетчик вводятся фотокатоды, чувствительные к данному виду излучения; непосредственно регистрируются электроны выбитые светом из фотокатода в результате внешнего фотоэлектрического эффекта.

«Ионизационная камера» представляет собой один из наиболее простых и надежных приборов для обнаружения ионизационных излучений и потому широко применяется на практике в счетных и дозиметрических устройствах. В герметичном сосуде в форме цилиндра или параллелепипеда, заполненном газом, содержатся два цилиндрических или плоских электрода, на которые подается разность потенциалов от 100 до 1 000 В, в зависимости от размеров и конструкции камеры. В цепь питания включен регистрирующий прибор, измеряющий силу тока, протекающего при наличии ионизации газа в межэлектродном промежутке пролетающими частицами. При повышении напряжения на электродах сила тока в цепи (при заданной энергии излучения, выделяются в объеме камеры) вначале возрастает, а затем достигает постоянного значения, зависящего только от интенсивности ионизирующего

облучения. Если поток частиц велик, то в цепи регистрируется постоянный ток, измеряемый прибором. Если же частицы попадают в камеру сравнительно редко, то регистрируются отдельные электрические импульсы, которые можно зарегистрировать счетчиком или с помощью осциллографа. Таким образом, может работать в «импульсном» режиме и при этом использоваться в качестве счетчика частиц, или же в «токовом» режиме и использоваться в качестве дозиметра для определения поглощенной дозы излучения (если камера заполнена воздухом, то она может измерить экспозиционную дозу). Ионизационная камера может использоваться для регистрации всех видов излучения; медленные нейтроны обнаруживаются по ионизирующему действию продуктов вызываемых им реакций, а быстрые нейтроны – по ионизации газа «ядрами отдачи», возникающими в результате упругого рассеяния нейтронов ядрами.

В принципе аналогично описанному выше устройство «искрового счетчика», в котором к электронам газа (смесь аргона с парами спирта или ацетона) прикладывается напряжение до 10 кВ. При прохождении ионизирующей частицы через межэлектродный промежуток возникает искровой разряд, локализуемый в небольшой области вблизи места прохождения частицы, причем время его формирования значительно короче, чем в ионизационной камере или счетчике Гейгера – Мюллера. Поэтому искровой счетчик может использоваться как для полной фиксации момента прохождения частицы, так и для определения координат траектории частицы. Искровой разряд в счетчике дает яркую искровую вспышку, которая легко регистрируется, например, фотографическим методом. «Время восстановления» счетчика, за которое разрядный промежуток полностью очищается от ионов, созданных прошедшей частицей, составляет  $10^{-2}$ – $10^{-4}$  с, поэтому такие счетчики не применяются при наличии плотных потоков частиц. Для определения нескольких точек траектории ионизирующих частиц используются «искровые камеры», содержащие, в отличие от искровых счетчиков, ряд плоскопараллельных электродов в замкнутом объеме, заполненном газом при давлении более 0,5 атм. Электроды выполняются в виде металлических (алюминиевых или латунных) пластин, стеклянных пластин с проводящим покрытием, каркасов с натянутой на них фольгой и т. п., с площадью до 1 м<sup>2</sup>. Электроды камеры соединяются через один, причем одна группа электродов заземляется, а на другую группу подается высоковольтный импульс (до 15 кВ) импульс длительностью 0,1 мкс в момент прохождения через камеру ионизирующей частицы в заданном направлении. Для цели служат «управляющие» счетчики, помещенные в потоке частиц и включенные последовательно. При достаточно малой задержке импульса и большой его амплитуде в камере возникает искровой разряд на пути прохождения частицы между электродами. На фотографии излучения этого разряда получается хорошо видный «трек» в виде ряда точек. Искровые камеры обладают рядом преимуществ перед другими детекторами частиц и, прежде всего, малой инерционностью (время восстановления – менее 10 мкс), что позволяет

использовать прибор при наличии «плотных» потоков частиц. Ионизационная камера с газовым усилением, работающая в режиме, при котором амплитуды импульсов во внешней цепи пропорциональны числу пар ионов, создаваемых ионизирующими частицами в объеме счетчика, называется «пропорциональным счетчиком». Рабочий объем счетчика обычно заполняется воздухом, водородом, гелием, аргоном, смесью, содержащей пары спирта или эфира, и т. д.; величина объема варьирует от долей до сотен кубических сантиметров. Напряжение питания составляет 0,5–3 кВ. После прохождения частицы через объем счетчика в нем вспыхивает кратковременный несамостоятельный газовый разряд; при этом образующееся число пар ионов ( $n_i$ ) во много раз превышает число «первичных» ионов, созданных частицей на своем пути ( $n_0$ ). Отношение  $n_i/n_0$  характеризует «коэффициент газового усиления» счетчика ( $M$ ). Амплитуда электрических импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении во внешней цепи обычно составляет несколько мВ; после усиления электрический сигнал поступает на счетное устройство или экран осциллографа. Величина  $M$  обычно составляет  $10^3$ – $10^4$ ; она регулируется напряжением на электродах. При слишком больших  $M$  указанная выше «пропорциональность» работы счетчика нарушается, поэтому на практике часто ограничиваются значениями  $m$   $10^2$ – $10^3$ . При этом время разрешения, определяемое продолжительностью развития и затухания электронной лавины, может быть очень малым – до  $10^{-6}$  с, поэтому разрешающая способность счетчика очень высока, и он может использоваться для регистрации «плотных» потоков частиц. Пропорциональные счетчики используются для регистрации не только заряженных частиц, но и нейтронов. Регистрация быстрых нейтронов осуществляется счетчиками с  $H$  или  $H_e$  по ядрам отдачи, медленных нейтронов – счетчиками с  $BF_3$  по возникающим в результате ядерной реакции  $\alpha$ -частицам.

Один из способов детектирования пучков нейтральных частиц – атомов и молекул – основан на явлении ионизации некоторых атомов при соприкосновении с раскаленной вольфрамовой нитью реализуется в так называемых «детекторах с поверхностной ионизацией». Если энергия ионизации атома  $E_i$  меньше работы выхода  $A$  для поверхности вольфрама, то атом отдает электрон раскаленному вольфраму и уходит с его поверхности в виде положительного иона. Слабо связанные молекулы, попадая в такую поверхность, могут вначале диссоциировать на атомы, после чего происходит указанный процесс. Затем образовавшиеся ионы анализируются масс-спектрометром, а ионный ток может быть точно измерен с помощью чувствительных электрометров или счетчиков заряженных частиц, что позволяет установить состав атомного или молекулярного пучка. Эффективность такого детектора зависит от разности ( $A - E_i$ ) и температуры поверхности вольфрама. Для чистого вольфрама  $A = 4,5$  эВ, поэтому эффективность будет высокой для атомов цезия ( $E_i = 3,87$  эВ), рубидия (4,16 эВ) и калия (4,3 эВ). Однако работу выхода из вольфрама можно повысить до 6 эВ путем оксидирования поверхности и тем самым расширить

возможности детектирования атомов (например, для натрия  $E_i = 5,12$  эВ, бария – 5,19 эВ, лития – 5,36 эВ, индия – 5,76 эВ, алюминия – 5,96 эВ, и т. д.). Напротив, введение тория понижает работу выхода вольфрама до 2,6 эВ; при этом детектор можно использовать для обнаружения атомов галогенов, образующих отрицательные ионы. Надежная работа детектора обеспечивается при температуре вольфрамовой проволоки (диаметр – около 25 мкм) примерно 1 800 К (для оксидированного вольфрама температура не должна превышать 1 600 К). Применяются также специальные меры для снижения фона детектора.

Чрезвычайно распространенным в практике физических исследований прибором, предназначенным для детектирования и идентификации атомных и ядерных частиц, является камера Вильсона. Принцип действия прибора заключается в следующем. В рабочем объеме герметической камеры создается пересыщенный пар. Быстрая заряженная частица, пролетающая в камере, образует на своем пути ионы, являющиеся центром конденсации пара. Возникающие в результате конденсации капли жидкости достигают видимых размеров и образуют туманный след на пути частицы – «трек», который можно наблюдать визуально или зарегистрировать на фотопленке. Если камеру поместить в магнитное поле, то трек искривляется в результате взаимодействия поля с заряженной частицей. Направление отклонения частицы от прямолинейного пути зависит от знака ее заряда, а кривизна трека определяется величиной заряда, массой и энергией частицы. Таким образом, изучение трека в камере Вильсона дает обширную информацию о природе и динамических характеристиках частицы.

Конструктивно камера Вильсона выполняется в виде цилиндра с прозрачными боковыми стенками; с одного торца цилиндр закрыт поршнем или эластичной диафрагмой, а с другого торца – плоской стеклянной крышкой, над которой помещается фотокамера. Через боковые стенки объем камеры освещается мощным импульсным источником, что позволяет легко наблюдать треки. С помощью специальной электронной управляющей системы синхронно осуществляется адиабатическое расширение газа в камере (путем перемещения поршня или диафрагмы), включение источника света и запуск фотокамеры. При адиабатическом увеличении объема камеры от  $V_1$  до  $V_2 = V_1 + \varepsilon V_1$  температура в камере достигает от  $T_1$  до  $T_2$  согласно уравнению адиабаты, что вызывает пресыщение конденсирующегося газа (обычно воды или этилового спирта). Величина пресыщения зависит от отношения удельных теплоемкостей этого газа  $\gamma = C_p / C_v$ . Чем больше величина  $\gamma$ , тем меньше изменение объема  $\varepsilon$ , необходимого для создания «критического» пресыщения, при котором становится возможным конденсация пара на ионах. Поэтому камера обычно заполняется одноатомным неконденсирующимся газом, для которого  $\gamma$  максимально (1,67). Критическое пресыщение сохраняется в камере в течение некоторого «времени чувствительности», а затем постепенно исчезает, поскольку температура газа в камере восстанавливается до первоначального уровня в результате обмена с внешней средой через стенки камеры. Время чувствительности камеры – обычно порядка 1 с и возрастает с увеличением

объема и давления газа. После осуществления регистрации трека поршень или диафрагма возвращается в исходное положение, и в камере восстанавливается первоначальное состояние газовой смеси; при этом рабочий объем должен быть очищен от образовавшегося конденсата. Возвращение рабочего объема в исходное состояние происходит за некоторое «время восстановления», которое определяется конструктивными параметрами и режимом работы камеры. Для малых камер с рабочим давлением до  $10^5$  Па это время составляет несколько секунд, в то время как для больших камер с давлением порядка  $10^6$  Па оно достигает нескольких десятков минут. Наличие такого большого «мертвого» времени может создать значительные неудобства в экспериментальной работе, поэтому принимаются специальные меры для его сокращения. Например, для ускорения процесса испарения капель в треке используется режим «пережатия», при котором сразу после проведения регистрации частицы поршень или диафрагма занимают положение, соответствующее объему, меньшему  $V_I$ ; при этом газовая смесь нагревается, что способствует испарению капель. Другим способом сокращения времени восстановления является режим «промежуточных временных расширений», при котором создается дополнительное пресыщение, необходимое для роста капель, но не достаточное для конденсации пара на ионах. Тогда капли достигают больших размеров и попадают на дно камеры под действием силы тяжести. Сочетание этих мероприятий позволяет сократить время восстановления камеры в несколько раз и довести его до практически приемлемых величин. Очистка рабочего объема камеры от «паразитных» ионов, возникших в результате не интересующих экспериментатора актов ионизации, осуществляется постоянным электрическим полем, с напряженностью порядка  $10^3$  В/м, которое выключается на период чувствительности камеры.

Регистрация треков в камере Вильсона осуществляется с помощью стереофотокамер; обработка снимков позволяет получить полную пространственную картину протекающих в камере явлений и определить динамические характеристики регистрирующих частиц.

Как уже упоминалось выше, в экспериментальных исследованиях применяются камеры Вильсона различных модификаций, в которых рабочий объем варьирует от нескольких сотен кубических сантиметров до нескольких сотен литров, а давление газовых смесей – от десятых долей до десятков атмосфер. Для проведения специальных исследований камеры снабжают различными дополнительными приспособлениями и устройствами. В ряде случаев, например, при исследовании «ливней», осуществляется управление работой камеры с помощью счетчиков заряженных частиц, которые осуществляют включение механизма камеры при наступлении соответствующего события. При работе с ускорителями заряженных частиц с помощью специальной электронной схемы осуществляется управление камерой с таким расчетом, чтобы создание пресыщения было завершено к моменту поступления в камеру потока ускоренных частиц. Это позволяет свести к минимуму искажение треков, обусловленное механическим движением газа в



камере. При этом также эффективно совместное использование камеры и счетчиков частиц. В этом отношении камера Вильсона имеет преимущество перед диффузионными и пузырьковыми камерами (см. ниже), управление которыми с помощью счетчиков затруднительно и вообще невозможно.

Эффективность камеры Вильсона как инструмента для исследования явлений на уровне элементарных частиц весьма высока. С его помощью был сделан ряд открытий – обнаружение позитрона, некоторых мезонов и гиперонов, корпускулярных свойств космических лучей и т. д. Камера позволяет определять энергию и импульс частиц в весьма широких пределах. Например, путем измерения кривизны траектории частиц в магнитном поле можно определять импульсы от  $10^3$  эВ/с до  $10^{10}$  эВ/с ( $10^{-16}$ – $10^{-9}$  Н·м/с). При этом нижний предел измерения импульсов определяется многократным рассеянием частиц на атомах газа и определяется главным образом давлением газа в камере. Верхний предел обусловлен искажением следов из-за диффузии ионов от мест их возникновения до конденсации на них пара, а также наличием конвекционных потоков газа в камере.

При исследованиях космических лучей, в частности, излучении высокоэнергетических взаимодействий частиц с веществом, используются камеры больших объемов (до нескольких тысяч литров), в которые помещаются пластины из различных материалов с общей массой в сотни килограмм. Таким образом были исследованы ливни, возникающие при прохождении космических лучей через металлы, ядерные реакции под действием быстрых мезонов и т. п.

Близкой по принципу действия к камере Вильсона является «диффузионная камера», также используемая для наблюдения следов (треков) ионизирующих частиц. В этом приборе, как и в камере Вильсона, треки образуются в результате конденсации пресыщенных паров на ионах, образуемых на пути движения ионизирующей частицы. Однако в диффузионной камере состояние «готовности» к образованию треков создается не на короткое время, а стационарно, т. е. характерное для камеры Вильсона «мертвое время» отсутствует. Этим обусловлено широкое распространение данного прибора в исследовательских лабораториях, изучающих взаимодействие высокоэнергетических частиц с веществом. Диффузионная камера представляет собой герметический сосуд, состоящий из стеклянного цилиндра, верхнего толстостенного окна и охлаждаемого металлического дна. Камера заполняется исследуемым газом, тщательно очищенным от пыли и масляных паров. Источником пара в камере служит метиловый спирт, налитый в металлическое «корытце», помещенное в верхней части вблизи «окна» камеры. Температура корытца и спирта поддерживается постоянной – между 10 и 20 °С. Дно камеры охлаждается твердой углекислотой (до  $-60\dots(-70)$  °С), помещенной в резервуар с подпружиненным дном, в результате чего создается хороший тепловой контакт углекислоты с металлическим дном камеры. Теплоотвод через газ и стенки камеры создает значительный температурный градиент по высоте камеры. Вследствие непрерывного испарения спирта из

корытца в верхней части камеры создается область, в которой упругость паров близка к насыщению для указанного интервала температур спирта. Из этой области пары спирта непрерывно диффундируют через газ и конденсируются на охлаждаемом дне камеры. Вблизи дна существует слой пресыщенных паров, которые могут конденсироваться на ионах, возникающих на пути частиц. Высота этого слоя при температурном градиенте  $\approx 5\text{--}10$  К/см достигает 5–7 см. Фотографирование треков в камере осуществляется с небольшим интервалом – 3–5 с, достаточным для того, чтобы капельки уже сфотографированных треков успевали оседать на дно камеры. При большом количестве одновременных актов ионизации в камере интервал съемок увеличивают до 10–20 с, чтобы успевало восстановиться пресыщение паров спирта в чувствительном слое. При исследовании взаимодействия быстрых частиц с ядрами  $H$ ,  $D$  и  $He$  камера заполняется водородом или гелием при давлении 10–20 атм. Для измерения импульсов камера помещается в сильное магнитное поле (порядка  $10^6$  А/м). При достаточно большом диаметре рабочего объема камеры – до 40 см – удается регистрировать процессы с весьма малым эффективным сечением – порядка  $10^{-29}$  см<sup>2</sup> и меньше. Для усиления процессов ядерного взаимодействия в камеру могут устанавливаться пластины из соответствующих материалов. С помощью диффузионной камеры были зарегистрированы многие редкие процессы, например, образование  $\pi$  – мезонов при столкновении протонов, нейтронов и  $\pi$  – мезонов с ядрами водорода и гелия. Прибор также используется для определения радиоактивности малоактивных препаратов и газовых объемов, а также при постановке демонстрационных опытов.

На ином принципе основано действие другого «трекового» детектора ионизационных частиц – «пузырьковой камеры». Она представляет собой замкнутый сосуд, наполненный прозрачной жидкостью, нагретой выше температуры кипения, т. е. находится в «перегретом» состоянии. Это состояние поддерживается высоким давлением, сообщенным ей посредством контактирующего с ней поршня (или упругой мембраны). Если резко понизить давление, то жидкость некоторое время будет оставаться в неустойчивом – «метастабильном» состоянии; это время тем меньше, чем более сильным был создан перегрев. Проходящая через камеру ионизирующая частица вызывает быстрое вскипание жидкости вдоль своей траектории и оставляет след – «трек» – в виде цепочки пузырьков пара. Рабочая жидкость может служить не только «детектором», но и «мишенью» для исследования различных ядерных реакций, вызываемых частицей. Поэтому она выбирается в соответствии с целями исследования. Часто используется чистый водород, при этом исследуется взаимодействие быстрых частиц с протонами «в чистом виде». Для этих же целей может применяться также пропан  $C_3H_8$ , содержащий больше протонов, однако наличие ядер  $C$  сильно усложняет обработку данных. Применяются также жидкости семейства фреонов –  $CCl_2F_2$  (фреон – 12),  $CCl_2F_3$  (фреон – 13) и др. Преимущество фреонов заключается в том, что из них можно приготовить смеси, пригодные для работы при комнатной температуре, и

имеющие высокую плотность, что обеспечивает высокую эффективность счета  $\gamma$ -квантов. Для специальных целей применяют также  $CB_2F_3$ ,  $Xe$ ,  $W_2$  и т. д. Могут использоваться не только чистые жидкости, но и жидкие смеси, например, пропан – ксенон или пропан – бромистый фреон, содержащие большое количество протонов и тяжелых ядер, а также пересыщенные растворы газов в жидкостях. Большая плотность рабочего вещества, кратковременность рабочего цикла (порядка 0,1 с) и сравнительно малые искажения представляют существенные достоинства пузырьковых камер по сравнению с другими видами трековых детекторов ионизационных частиц.

Механизм образования зародышевых пузырьков в жидкости еще не выяснен окончательно. Если в перегретой жидкости, находящейся под давлением  $P < P_H$ , где  $P_H$  – давление насыщенных паров, соответствующее температуре жидкости  $T$ , находится пузырек радиуса  $r$ , то он будет расти при условии, что  $r \geq r_{кр} = 2\sigma/(P_\infty - P)$ , где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Такие крупные зародышевые пузырьки возникают в результате потери энергии ионизационной частицы при ее прохождении через жидкость. Перегрев жидкости, осуществляемый «сбросом» давления от  $P_0 > P_\infty$  до  $P < P_\infty$ , не должен быть слишком большим, поскольку при этом жидкость вскипает по всему объему, и вместо цепочки пузырьков образуется «туман». Рабочая область давлений и температур жидкости определяется специальным расчетом с использованием  $p$ – $T$  – диаграммы для исследуемой жидкости. Динамика роста пузырьков  $r(t)$  описывается приближенной зависимостью  $r \sim \sqrt{t}$ . Пузырьки «вырастают» до достаточных размеров примерно за 10 мс. При этом время жизни зародышевых пузырьков очень мало (меньше  $10^{-2}$  с); в то же время сброс давления можно осуществить лишь минимум за 1 мс. Это обстоятельство делает работу пузырьковой камеры неуправляемой; имеются другие типы детекторов, свободные от этого недостатка. Наиболее часто камера применяется при работе с ускорителями, дающими короткие «импульсы» высоких энергий с большой частотой повторения.

Существуют различные конструктивные исполнения пузырьковых камер. В так называемых «чистых» камерах, корпуса которых изготовлены целиком из стекла, перегретая жидкость контактирует только с чистыми стеклянными поверхностями, и источники «паразитных» вскипаний отсутствуют. Для таких камер характерны малые рабочие объемы, поэтому они в настоящее время применяются редко. «Грязные» камеры имеют металлические корпуса со стеклянными смотровыми окнами. В местах контакта перегретой жидкости с шероховатой поверхностью поршня, уплотнительными прокладками и т. д. возникают места «паразитного» вскипания жидкости. Такие камеры могут иметь очень большие рабочие объемы (до 1 000 л) и характеризуются сравнительно короткими «временами чувствительности» – до десятков мс. Помимо самого «рабочего объема», пузырьковая камера содержит также устройства для сброса и восстановления давления, термостатирования жидкости с точностью до 0,1 К (автоматические терморегуляторы), как работы при низких (например, водородных) температурах, для создания магнитных

полей, регистрации треков и другие приспособления. Современная пузырьковая камера представляет собой сложное инженерное сооружение. Режим работы камеры характеризуется значением давления и температуры жидкости и длительностью рабочего цикла. Минимальная длительность цикла определяется временем выдержки камеры после сброса давления и времени восстановления начального давления («поджатия»). Если эти времена слишком велики, то пузырьки, образовавшиеся на следах частиц и деталях камеры, успевают всплыть вверх и «захлопнуться» с выделением теплоты испарения; этот эффект может привести к увеличению продолжительности рабочего цикла до нескольких минут. Для устранения этого эффекта и ускорения рабочего цикла до 0,1 с время сброса давления делают равным (для больших камер) до 15 мс, выдержки без давления – до 40 мс и поджатия – 20 мс. Дальнейшее уменьшение временного интервала между сбросами давления может нарушить работу камеры, так как теплота конденсации, выделяющаяся при захлопывании пузырьков, не успевает освободиться, и жидкость будет вскипать в этом же месте при последующем сбросе давления. Поэтому длительность рабочего цикла трудно уменьшить ниже 0,1 с.

Измерения динамических характеристик частиц осуществляется с помощью магнитного поля, в которое помещается пузырьковая камера. Импульс частиц определяется по радиусу кривизны ее трека в магнитном поле с известной напряженностью, как указывалось выше. «Плотность» пузырькового трека пропорциональна квадрату заряда ионизирующей частицы и обратно пропорциональна квадрату ее скорости. Поэтому плотности треков для различных частиц, например, протонов и нейтронов, резко отличаются друг от друга, и в ряде случаев природа регистрируемой частицы может быть установлена визуально. Импульс частицы можно оценивать и при отсутствии магнитного поля, исследуя ее многократное кулоновское рассеивание в рабочем веществе.

Для регистрации кулоновских треков обычно используется фотографический метод. Пузырьки освещаются сбоку с помощью специального осветителя и фотографируются в виде белых точек на черном фоне. С помощью стереофотоаппаратов получают два или несколько стереоснимков трека. После отбора представляющих интерес снимков, производят отмер координат событий, зарегистрированных на снимках, и определяют пространственную картину актов взаимодействий, имеющих место в камере. Измерения и запись этих координат осуществляется автоматическими устройствами, а обработка данных измерений – с помощью ЭВМ, поскольку для изучения одного какого-либо явления приходится просматривать сотни тысяч стереоснимков. В настоящее время разработаны типовые программы для обработки данных плотности в пузырьковой камере, что позволило на несколько порядков повысить скорость их обработки. В связи с этим пузырьковые камеры широко используются в различных физических исследованиях, особенно при изучении взаимопревращений элементарных частиц.

В различных производственных и научных исследованиях в качестве высокоэффективных детекторов заряженных и нейтральных частиц широко используются сцинтилляционные счетчики, действие которых основано на регистрации «сцинтилляций» – кратковременных ( $10^{-4}$ – $10^{-9}$  с) световых вспышек, возникающих в люминесцирующем веществе («сцинтилляторе») под действием заряженных частиц. В качестве сцинтилляторов используются кристаллофосфоры ( $ZnS$ ,  $NaI$ ), органические кристаллы (антрацен, стильбен) и люминесцирующие пластмассы. Попадая в сцинтиллятор, частица теряет энергию при столкновениях с его атомами (молекулами) и вызывает их возбуждение, последующий переход атомов в основное состояние сопровождается испусканием света. Нейтральные частицы (например, нейтроны и  $\gamma$ -кванты) непосредственно не вызывают сцинтилляцию; при их взаимодействии с веществом в результате упругих и неупругих столкновений с атомами возникают «вторичные» заряженные частицы, например, электроны и «ядро отдачи», которые и создают сцинтилляцию. Световые вспышки фотографируются приемником (обычно фотоэлектронным умножителем), в цепи которого возникают электрические импульсы, которые затем поступают в пересчетную электронную схему (или на механический счетчик). Основными характеристиками сцинтиллятора являются «квантовый (световой) выход», т. е. отношение среднего числа испущенных фотонов энергии, потерянной при прохождении заряженной частицы через сцинтиллятор, и «удельная энергия»  $\varepsilon_l$ , затраченная на образование одного фотона. Важно знать также спектральный состав излучения (люминесценции) сцинтиллятора (обычно указывается длина волны, соответствующая максимуму люминесценции –  $\lambda_{max}$ ), поскольку при большом несоответствии спектра люминесценции с кривой спектральной чувствительности регистрирующего фотоумножителя эффективность счетчика будет низкой. Наконец, важным параметром сцинтиллятора является характерное время его высвечивания  $\tau$  (время схода интенсивности вспышки в  $e$  раз). При больших размерах блока сцинтиллятора может сказаться еще поглощение люминесценции в блоке, что также приходится учитывать на практике. Указанные параметры варьируют для различных сцинтилляторов в довольно широких пределах. Для регистрации  $\gamma$ -квантов обычно используют неорганические кристаллы  $NaI$  или  $CsI$ , активированные  $Tl$ , а при необходимости обеспечить хорошее временное разрешение – органические кристаллы с несколько меньшим (примерно в 2 раза) квантовым выходом. Часто применяют жидкие сцинтилляторы, которые можно залить в сосуд нужных размеров и формы – например, растворы 3 – торфенила, 2,5 – диофенилоксазона в толуоле или ксилоле и др. На основе жидких сцинтилляторов были созданы весьма эффективные детекторы нейтрино и антинейтрино (объем сцинтиллятора при этом превышал 2 000 л), медленных нейтронов,  $\gamma$ -излучения радиоактивных изотопов и т. д. Достоинством жидких сцинтилляторов является также благоприятный спектр люминесценции – в основном в интервале 3500–4000 Å, в котором фотоумножители весьма чувствительны. Для детектирования нейтронов удобно

использовать также пластмассовые сцинтилляторы, например, твердые растворы сцинтиллирующих веществ в полистироле. Также сцинтилляторы отличаются хорошими механическими и оптическими характеристиками и могут применяться в широком интервале рабочих температур, в частности, вплоть до «азотных» температур (77 К). Чувствительность пластмассовых сцинтилляторов к нейтронам и  $\gamma$ -лучам может быть значительно повышена путем введения различных добавок, что позволяет достигнуть весьма высокой эффективности счета этих частиц.

Конструктивные исполнения сцинтилляционных счетчиков и типы применяемых приемников световых вспышек весьма разнообразны. При небольших размерах сцинтилляционного блока он может быть помещен прямо на плоском входном окне фотоумножителя. Для улучшения оптического контакта между сцинтиллятором и стеклом зазор между ними заполняют минеральным маслом или специальной оптической замазкой. Сцинтиллятор заключается в герметический светонепроницаемый кожух, а между ними засыпается слой порошка окиси магния с коэффициентом отражения 0,96 для создания отражающего экрана. При больших размерах сцинтиллятора и в некоторых других случаях оптическая связь между ним и фотоумножителем осуществляется световодом из органического стекла. Существуют десятки тысяч фотоумножителей, обеспечивающих большой коэффициент усиления ( $10^8$  и выше) и хорошее временное разрешение (задержка менее  $10^{-8}$  с) и пригодных для использования в сцинтилляционных счетчиках.

Если на выходе фотоумножителя счетчика подключить электронную систему, обеспечивающую точные измерения амплитуды возникающих электрических импульсов, то такой прибор может быть использован в качестве, «сцинтилляционного спектрометра», т. е. для измерения энергии частиц в различных процессах. Если размеры сцинтилляционного блока превышают длину пробега регистрирующихся в нем частиц, то частицы будут полностью тормозиться в сцинтилляторе, и его энергия излучения будет пропорциональна кинетической энергии частиц, что является необходимым условием работы спектрометра. Обычно используют теоретические кристаллизаторы типа  $NaI(Tl)$ . Зависимость амплитуды импульса на выходе фотоумножителя от энергии регистрируемых частиц представляет собой «градуированную кривую» для сцинтилляционного спектрометра, которую необходимо построить перед проведением измерений. Благодаря существенным преимуществам этих приборов перед спектрометрами других типов (простота и компактность, высокая эффективность) они получили широкое распространение в практике первых исследований и применяются для измерения энергий  $\gamma$ -квантов, электронов и позитронов высоких энергий (свыше 10 МэВ), а также нейтронов (по измеренной энергии протонов отдачи) и других частиц.

Одним из распространенных современных средств экспериментальной ядерной физики является «счетчик Черенкова», действие которого основано на так называемом «эффекте Вавилова – Черенкова» – излучение света заряженными частицами, движущимися в веществе со скоростью  $V$ ,

превышающей фазовую скорость  $c/n$  распространения света в этом веществе ( $n$  – показатель преломления). Этот эффект был впервые обнаружен по наблюдению свечения жидкостей при облучении  $\gamma$ -квантами, создающими на своем пути в жидкостях «быстрые» электроны; впоследствии аналогичное явление наблюдалось и для других заряженных элементарных частиц, например, протонов, мезонов и соответствующих античастиц. В жидких и твердых веществах эффект наблюдается при меньших энергиях частиц, чем в газах, из-за большей величины показателя преломления  $n$ . Обычно условие  $V > c/n$  выполняется для электронов с энергией в несколько сотен кэВ, а энергия протонов должна достигать 100 МэВ и выше, поскольку масса протонов намного больше. В газах эффект Вавилова – Черенкова может наблюдаться лишь для наиболее быстрых частиц космических лучей. Характерной особенностью эффекта является «острая» направленность излучения: свет испускается преимущественно вперед, в пределах конуса, ось которого совпадает с направлением вектора  $V$  частиц, а образующая составляет острый угол  $\alpha$  с траекторией частицы, который определяется условием:

$$\cos \theta = 1/\beta n = c/nv. \quad (7.29)$$

Спектр излучения определяется оптической дисперсией вещества  $n(\omega)$ ; в нем присутствуют частоты, для которых значения  $n(\omega)$  достаточно велики для выполнения условия  $v > c/n$ . Это условие характеризует «порог» эффекта, по которому можно выделять частицы, излучающие свет; по величине угла  $\theta$  можно с достаточной для многих целей определить скорость частицы.

Наличие чувствительных современных приемников света, например, фотоумножителей, позволяет детектировать свечение Вавилова – Черенкова от одной частицы. При движении частицы в прозрачной среде («радиаторе») возникает световая вспышка, улавливаемая приемником. Таким путем, возможно, не только регистрировать отдельные заряженные частицы, но также определять их направление движения, величину заряда, скорость и т. д. соответствующие приборы называются «счетчиками Черенкова».

Рассмотрим теперь проблемы защиты от проникающих ядерных излучений. Методы создания защиты основаны на ослабляющем действии слоя вещества на поток частиц, обусловленном процессами поглощения и рассеяния частиц, теряющих энергию при взаимодействии с веществом. Эти методы рассматриваются в специальной области инженерной физики – «дозиметрии», – включающей разработку способов рационального конструирования защитных сооружений и контроля дозы облучения персонала, работающего с источниками излучений.

## 7.5 Основы дозиметрии

При разработке систем защиты от ионизирующих излучений используются эффекты ослабления потоков частиц при их прохождении через вещество; механизмы этого ослабления многообразны, и преобладание тех или иных процессов зависит от рода частиц, их энергии и материала, используемого для защиты.

Заряженные частицы (электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы, мюоны) взаимодействуют с атомами и молекулами вещества и теряют энергию на их возбуждение и ионизацию. Легкие частицы (электроны и позитроны) испытывают торможение в электрическом поле ядер и теряют энергию на «тормозное» электромагнитное излучение; при некоторой «критической» энергии эти «радиационные» потери превышают ионизационные (для свинца  $E_{кр} = 6,9$  МэВ). Кроме того, при движении со скоростью  $v > c/n$  ( $n$  – показатель преломления вещества) заряженные частицы теряют энергию также на излучение Черенкова – Вавилова. Тяжелые частицы (протоны, мезоны, гипероны) взаимодействуют также непосредственно с ядрами атомов, вызывая их возбуждение или различные ядерные превращения, приводящие к расщеплению ядер и рождению новых частиц; в таких актах взаимодействия частица быстро теряет большую часть своей энергии.

Ионизационные потери энергии тяжелых частиц сложным образом зависят от их энергии и уменьшаются в веществах с большим атомным номером. Для частиц с зарядом  $Z_e$  потери энергии при равной энергии возрастают в  $Z^2$  раз. Удельные ионизационные потери для электронов при больших энергиях несколько меньше, чем для тяжелых частиц; обычный порядок величины потерь –  $1$  МэВ·см<sup>2</sup>/г. Потери на черенковское излучение обычно относительно невелики (потери  $10^{-3}$  от полной энергии потерь) и только в легких веществах достигают  $\sim 0,1$  МэВ·см<sup>2</sup>/г. Потери на тормозное излучение для тяжелых частиц обычно пренебрежимо малы, в то время как для электронов высоких энергий этот вид потерь становится основным. «Радиационная длина», т. е. расстояние, на котором энергия электронов вследствие потерь на тормозное излучение уменьшится в  $e$  раз, для свинца составляет около  $6$  г/см<sup>2</sup> (обычно указывается длина, умноженная на плотность – «удельная масса» вещества в г/см<sup>2</sup>), для воздуха –  $36,5$  г/см<sup>2</sup> и т. д. Быстроту «торможения» частиц в веществе можно охарактеризовать «средним пробегом» частицы с начальной энергией  $T_0$  ( $\rho$  – плотность вещества):

$$R(T_0) = \int_0^{T_0} \left[ \frac{1}{\rho} \frac{dT}{dx} \right]^{-1} dT \quad (\text{г/см}^2), \quad (7.30)$$

где  $dT/dx$  – удельная потеря энергии (на 1 длины) с учетом всех механизмов ослабления. С ростом  $T_0$  пробег частицы возрастает; в специальной литературе имеются графики зависимости  $R(T_0)$  для различных частиц в разных материалах, которые используются при разработке систем защиты от ионизирующих излучений и в других исследованиях. Особенностью



прохождения электронов через вещество является большой вклад рассеяния на большие углы ( $180^\circ$ ) также при сравнительно слабом поглощении. Поэтому смысл величины пробега для электронов несколько иной, чем в формуле (7.30) («экстраполированный пробег»). В интервале энергий 0,01–20 МэВ пробег электронов возрастает примерно от 0,1 до  $10^4$  мг/см<sup>2</sup>.

Существенно иные процессы приводят к ослаблению потока  $\gamma$ -квантов через вещество. Количественно эффект ослабления можно описать с помощью аналога закона Бугера для оптического излучения:

$$I = I_0 \exp(-n_0 \mu_a x) = I_0 \exp(-\mu_e x), \quad (7.31)$$

где  $I_0$  и  $I$  – интенсивности  $\gamma$ -пучка до и после прохождения слоя вещества толщиной  $x$ ,  $n_0$  – число поглощающих атомов вещества в 1 объема,  $\mu_a$  – полное сечение ослабления (поглощение + рассеяние)  $\gamma$ -пучка,  $\mu_e = n_0 \mu_a$  – линейный коэффициент ослабления. В диапазоне энергий  $10^3$ – $10^6$  эВ ослабление интенсивности пучка происходит за счет трех основных процессов, в которых  $\gamma$ -квант полностью или частично передает свою энергию электронам: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электрон–позитивных пар.

При фотоэффекте электрону сообщается энергия  $E_\gamma - E_a$ , где  $E_a$  – энергия связи электрона в атоме; в этом процессе энергия кванта отдается полностью, т. е. он перестает существовать. Вероятность этого процесса быстро возрастает с атомным номером вещества  $Z - Z^{4+5}$ . С ростом энергии  $\gamma$ -квантов эффективное сечение фотоэффекта падает, в частности, при  $E_\gamma > 0,5$  МэВ – как  $E_\gamma^{-1}$ . Например, в свинце уже при  $E_\gamma > 0,5$  МэВ роль фотоэффекта становится незначительной. При больших энергиях основным процессом ослабления становится комптоновское рассеивание. В этом процессе  $\gamma$ -квант передает электрону лишь часть энергии, однако при этом рассеивается на некоторый угол и может выбыть из пучка. При возрастании энергии  $\gamma$ -квантов доля передаваемой электронной энергии возрастает; при 1,5 МэВ она в среднем достигает 0,5, поэтому при значительных энергиях  $E_\gamma$  (для Pb – выше 5 МэВ) комптоновское рассеяние практически перестает играть роль в ослаблении пучка  $\gamma$ -квантов. После этого начинает преобладать третий основной процесс: проходя мимо ядер вещества,  $\gamma$ -квант с энергией, превышающей  $2mc^2 = 1,02$  МэВ, может породить пару электрон – позитрон ( $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ). С ростом атомного номера  $Z$  вероятность этого процесса растет как  $Z^2$ . В отличие от предыдущих процессов, сечение образования пар возрастает с  $E_\gamma$ ; при отсутствии электронной оболочки оно возрастает до  $\infty$ , в реальных условиях экранирование ядра электронами приводит к существованию определенного предела роста сечения. При  $E_\gamma > 4mc^2 = 2,04$  МэВ рождение пар может происходить и на электронах; однако сечение этого процесса обычно очень мало. Напротив, при очень низких энергиях преобладающим процессом может стать рэлеевское («когерентное») рассеивание  $\gamma$ -лучей на атомах без изменения длины волны (как в оптическом диапазоне). Гамма-кванты могут также непосредственно взаимодействовать с ядрами вещества, испытывая комптоновское рассеивание (при этом передаваемая ядру энергия относительно

мала) и рэлеевское рассеивание (оно становится преобладающим при  $E_\gamma = 20$  кэВ), а также «резонансное» рассеяние, при котором ядро поглощает энергию, соответствующую энергии его возбуждения в определенное квантовое состояние. При больших энергиях (порядка 10 МэВ и выше)  $\gamma$ -квант может быть поглощен ядром, причем из ядра выбрасывается нуклон, дейтрон или  $\alpha$ -частица; при очень больших энергиях может произойти полное «фоторасщепление» ядра на осколки. Наконец, при энергиях свыше 100–200 МэВ при взаимодействии  $\gamma$ -лучей с ядрами происходит «фоторождение»  $\pi$ -мезонов – «пионов» ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ); сечение этого процесса возрастает с  $E_\gamma$ .

Таким образом, в области не слишком низких и не слишком высоких энергий коэффициент ослабления  $\gamma$  – лучей в веществе можно представить в виде суммы трех основных слагаемых, соответствующих фотоэффекту, эффекту Комптона и образованию пар. Полный коэффициент ослабления  $\mu_e$  сложным образом зависит от энергии квантов  $E_\gamma$ . Типичные зависимости  $\mu_e(E_\gamma)$  для некоторых материалов представлены на рисунке 7.3.

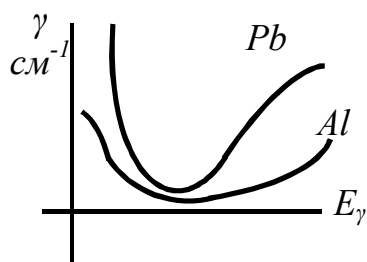


Рисунок 7.3

Из него видно, что в определенном интервале энергий (при преобладании комптоновского рассеяния) коэффициент ослабления имеет более или менее широкий минимум. Поскольку эффективное сечение комптоновского рассеяния мало зависит от рода вещества, то в указанной области энергий величина  $\mu_e$  пропорциональна плотности вещества ( $n_0 \sim \rho$ ). Поэтому удобно ввести

«массовый» коэффициент ослабления:

$$\mu_m = \mu_e / \rho, \quad (7.32)$$

в «комптоновской» области энергий (примерно от 0,7 до 3 МэВ) эти величины примерно одинаковы для всех веществ. Порядок величины полного линейного коэффициента  $\mu$  виден из рисунка 7.3 ( $\sim 0,1$ – $1$  см $^{-1}$ ). При некоторых энергиях ниже 0,1 МэВ на кривой  $\mu_e(E_\gamma)$  наблюдаются резкие «пики» поглощения, обусловленные «резонансным» фотоэффектом, при котором энергия  $\gamma$ -квантов совпадает с энергией связи электрона в  $K$  оболочке атома, так что вероятность фотоэффекта резко возрастает. На практике используется также так называемый «слой половинного ослабления» – величина, равная:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu_e = 0,693 / \mu_e. \quad (7.33)$$

Пройдя «слой половинного ослабления», параллельный пучок  $\gamma$ -квантов должен ослабиться в 2 раза. Однако на практике возможны существенные отклонения от формулы, которая лежит в основе определения  $x_{1/2}$ . Эта формула справедлива лишь в том случае, если детектор не регистрирует  $\gamma$ -кванты, испытавшие комптоновское рассеяние. Для этого источник  $\gamma$ -лучей и детектор

должны находиться друг от друга и от поглотителя на расстояниях, значительно превышающих поперечные размеры поглотителя, или же детектор должен регистрировать только  $\gamma$ -лучи, не испытавшие потери энергии в веществе. Если это условие выполнено, то величину  $x_{1/2}$  можно найти путем непосредственного измерения. Однако на практике это условие выполняется редко, вследствие чего имеют дело с непараллельным пучком  $\gamma$ -квантов. Первичный пучок, попадая в вещество, размывается в результате рассеяния, и движение квантов приобретает характер «диффузии» квантов – многократного рассеяния в веществе. Решение соответствующих уравнений, описывающих поведение частиц в веществе, представляет значительные математические трудности, поэтому существенный прогресс в этой области был достигнут лишь с появлением электронно-вычислительных машин. Было, в частности, установлено, что среднее время существования  $\gamma$ -квантов с энергией 100 кэВ в веществе составляет  $\approx 1,2 \cdot 10^{-6}$  с, а среднеквадратическое смещение кванта за это время достигает 190 м. Толщина защитных слоев на практике, разумеется, немного меньше. Таким образом, применение формулы (7.33) без учета геометрии фактического расположения источника, поглотителя и детектора  $\gamma$ -лучей может привести к большим ошибкам. В связи с этим на практике используются специальные таблицы для расчета защиты, в которые внесена поправка на множественное рассеяние. В литературе имеются также рассчитанные коэффициенты отражения  $\gamma$ -квантов от различных сред («альбедо») и другие характеристики взаимодействия  $\gamma$ -лучей с веществом. При очень больших энергиях  $\gamma$ -частиц энергия образующихся электронов и позитронов может оказаться достаточно высокой для испускания квантов тормозного излучения с высокой энергией, которые, в свою очередь, будут порождать новые пары. Это приводит к образованию электронно-фотонных ливней, которые обычно вызываются космическими лучами и будут рассмотрены в гл. 9.

Рассмотрим теперь некоторые общие принципы практической разработки систем защиты от излучений. При работе с ускорителями, ядерным реактором, радиоактивными препаратами возникает проблема защиты от опасных для здоровья и жизни человека ионизирующих излучений различных видов. Способы создания такой защиты разнообразны и зависят от конкретного вида источников излучений. Рентгеновские установки, ускорители, реакторы и радиоактивные препараты в защитных контейнерах (например, «кобальтовые заряды») относятся к так называемым «закрытым» источникам» они представляют опасность для человека только в непосредственной близости от них. Радиоактивные препараты, распределенные в воде, воздухе, на поверхности земли и различных предметах, являются «открытыми» источниками; они могут попасть в организм человека и, следовательно, продолжить оказывать вредное действие и после ухода человека из зараженной зоны. Мероприятия по снижению уровня радиоактивного излучения до предельно допустимого значения для этих видов источников существенно различны.

Для создания защиты от закрытых источников используются различные процессы взаимодействия излучения с веществом, приводящие к ослаблению интенсивности излучения приблизительно по экспоненциальному закону (см. выше):

$$I = I_0 \exp(-x/l). \quad (7.34)$$

Величина  $l$  характеризует толщину слоя вещества, ослабляющее излучение в  $e$  раз. Естественно, что технически наиболее выгодно использовать для защиты материалы с малым  $l$ ; к ним относятся бетон, железо (сталь), свинец и некоторые другие материалы. При конкретном проектировании защитных сооружений необходимо, разумеется, учитывать экономические аспекты. Так, в определенных случаях можно ограничиться защитой только от прямого пучка путем применения рассеивающих экранов; такая защита называется «теневогой» и позволяет ограничиться минимумом расхода защитного материала. Экран обычно располагают посередине между источниками и объектом, что обеспечивает наибольшую эффективность защиты. Однако очевидно, что теневая защита может применяться лишь при не слишком больших размерах источника излучения. В противном случае даже при ослаблении прямого пучка в тысячи раз на объект будет попадать рассеянное излучение от стенок поглощения и окружающих предметов, представляющих меньшую опасность. Поэтому при работе с реакторами и ускорителями используется «сплошная» защита, основанная на поглощении излучения в материале, полностью окружающем источник излучения (иногда окружается место, на котором находится объект защиты). Количество вещества, необходимое для защиты, пропорционально  $\rho R$ , где  $R$  – радиус «защитной сферы»,  $\rho$  – плотность вещества. При  $\rho R = \text{const}$  объем сферы пропорционален  $\rho^{-3}$ , тогда масса вещества пропорциональна  $\rho^{-2}$ ; отсюда следует, что экономически выгодно использовать материал с наибольшей плотностью из всех подходящих для данного вида излучения.

Необходимая толщина защитного слоя рассчитывается на основе данных о процессах взаимодействия излучения с веществом (см. выше), которые приводятся в специальных таблицах и литературе по дозиметрии. Обычно вычисляется величина  $l_{10}$  – толщина слоя ослабляющего излучение в 10 раз; нетрудно видеть, что:

$$L_{10} = 1/\log e = 1/0,434. \quad (7.34)$$

Она зависит, прежде всего, от энергии ионизирующего излучения. Например, для  $\gamma$ -излучения с энергией 3 МэВ величина  $l_{10}$  для бетона составляет 27,4 см, а при энергии 6 МэВ – 37,2 см. Для железа величины  $l_{10}$  составляют 8,2 и 9,6 см, соответственно. Для защиты от рентгеновских лучей с энергией 0,1 МэВ на расстоянии 1 м от рентгеновской трубки достаточен слой свинца с толщиной  $l_{10} = 1,5$  мм. В специальной литературе содержатся детально разработанные таблицы, графики и номограммы, позволяющие рационально

выбрать необходимые параметры защитного материала при заданных конкретных условий и параметров рентгеновского и  $\gamma$ -излучения.

Защита от пучков тепловых электронов осуществляется с помощью «поглотителей» нейтронов, из которых наиболее употребительны кадмий, бор, литий, железо и вода. Толщина слоя  $l_{10}$  для этих веществ составляет 0,020; 0,023; 0,8; 3,4 и 6,7 см, соответственно. В результате захвата тепловых нейтронов возникает вторичное излучение – обычно жесткое  $\gamma$ -излучение, поэтому необходимо обеспечить защиту и от него. При применении бора или лития вторичное излучение практически отсутствует. Для защиты от быстрых нейтронов их необходимо сначала замедлить, поскольку эффективных «поглотителей» для быстрых нейтронов не существует. В качестве замедлителей используются вода, графит и т. д. При энергиях выше 1 МэВ применяют железо–водные или железо–свинцовые смеси, которые одновременно обеспечивают защиту от вторичного  $\gamma$ -излучения. Часто используют бетон различных марок, например, содержащий в качестве наполнителя железо или железную руду («тяжелый» бетон). Величина  $l_{10}$  для нейтронов с энергией более 2 МэВ составляет 20 см для воды и 12 см для тяжелого бетона.

Защита от  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, обладающих сравнительно небольшим пробегом даже в воздухе, не представляет затруднений. Альфа-частицы практически полностью задерживаются оболочкой препаратов. Для защиты от  $\beta$ -частиц с энергией несколько МэВ достаточно использовать слой свинца толщиной 1–2 мм. Этот вид излучения оказывается опасным лишь при попадании радиоактивных препаратов в организм человека, что может иметь место при наличии «открытых» источников радиоактивности. В этом случае защита состоит из осуществления комплекса мероприятий по снижению концентрации радиоактивных загрязнений в воде и воздухе до предельно допустимого уровня. Помещения, в которые могут проникать радиоактивные вещества в виде газов или аэрозолей, образуются проточно-вытяжной вентиляцией. Загрязненные поверхности подвергаются тщательной чистке и дезактивации. Персонал снабжается специальными комбинезонами и респираторными масками, которые тщательно очищаются после выхода персонала из рабочей зоны. Радиационный воздух из помещений выводится через вентиляционную трубу достаточной высоты, чтобы не создавалась опасная концентрация радиоактивных веществ у поверхности Земли. Обрывочные или сточные воды с радиоактивными загрязнениями выдерживаются определенное время в специальных отстойниках для обеспечения распада опасных радиоактивных короткоживущих изотопов. Перед сбросом в открытые водоемы эти воды проходят специальную систему очистки; при этом обеспечивают поддержание радиации в открытом водоеме ниже предельно допустимой величины, которая указывается в специальных таблицах. В них также приводятся данные по предельно допустимому уровню радиоактивного излучения в различных местностях, районах и на отдельных предприятиях (по категориям), которые используются при дозиметрическом контроле.

Для работы с радиоактивными веществами высокой активности (до  $10^6$  кюри) оборудуются специальные помещения, называемые «горячими лабораториями». Они обычно строятся по принципу «трехзональной» системы и содержат помещения с высоким, средним и нулевым уровнем радиоактивности. По назначению различают радиохимические, радиометалловедческие, радиометаллургические и радиофизические «горячие» лаборатории. Образцы радиоактивных препаратов помещаются в специальные «горячие» контейнеры различных типов, в зависимости от состояния препарата, типа радиоактивного излучения и характера проводимых исследований; стены камер изготавливаются из свинца, стали, чугуна или бетона и рассчитываются на достаточно высокий уровень защиты персонала лаборатории от радиоактивных излучений (толщина бетонных стен превышает 0,5 м, свинцовых или стальных – более 7,5 см). Внутренняя облицовка камер осуществляется коррозионно стойкими материалами, например, нержавеющей сталью. Камеры снабжаются смотровыми окнами из свинцового стекла (или с жидким прозрачным наполнителем) для наблюдения за ходом процессов в камере (широко применяются также телевизионные наблюдательные установки) и оборудуются системами подачи электроэнергии, воды, воздуха и т. д. для выполнения операций с радиоактивными препаратами применяются механические манипуляторы, управляемые дистанционными устройствами. После проведения работ выполняется дезактивация оборудования и внутренней поверхности камеры. При этом воздух, выходящий из камеры, пропускается через специальные фильтры, обеспечивающие полное удаление радиоактивных газов и аэрозолей до выброса воздуха в атмосферу. Жидкие радиоактивные отходы, например, в радиохимических лабораториях, удаляются по специальным коммуникациям, заложенным в тоннелях или забетонированным в стенах здания лаборатории. Одна из линий этих коммуникаций обычно служит для высокоактивных растворов, подлежащих затем захоронению, вторая – для загрязненных вод, от мытья помещений лабораторий, и т. д. Дезактивация оборудования, приборов, манипуляторов и т. д. осуществляется в специальных помещениях. В горячих лабораториях имеются также хранилища для радиоактивных образцов (в специальных контейнерах), ремонтные мастерские и многие другие вспомогательные помещения. Безопасность рабочего персонала и защита от радиоактивного заражения окружающей среды гарантируется тщательно разработанной системой дозиметрического контроля и подвергается тщательному дозиметрическому обследованию после выхода из рабочих помещений лаборатории. Воздух контролируется во всех трех зонах лаборатории на уровень содержания в нем радиоактивных загрязнений. Все горячие камеры оборудуются дозиметрическими контрольными приборами, постоянно указывающими уровень  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучения. Все эти мероприятия гарантируют безопасную работу даже при указанных весьма высоких уровнях активности исследуемых радиоизотопов.

Рассмотрим теперь методы количественного определения и контроля воздействия излучений на живые организмы. Эта проблема возникла сразу

после открытия радиоактивности, когда было установлено биологическое действие ионизирующих излучений – рентгеновских и  $\gamma$ -лучей, а также  $\beta$ -частиц (электронов). Во многих случаях, например, при работе с высокоактивными радиоизотопами, а в особенности при эксплуатации современных ядерных реакторов и ускорителей, которые являются мощными источниками указанных видов излучений, а также медленных (тепловых) и быстрых нейтронов, также оказывающих интенсивное биологическое действие, возникает серьезная опасность для здоровья и даже жизни людей. Поэтому возникла необходимость разработки надежных методов измерения и контроля интенсивности действия указанных излучений и на этой основе – эффективных методов защиты, обеспечивающих поддержание безопасного уровня облучения персонала и местного населения радиоактивными источниками. Помимо этого, с появлением атомного (ядерного) оружия возникла необходимость разработки целого комплекса мер по обеспечению защиты от поражающих факторов ядерного взрыва на случай атомного нападения противника (эти меры входят в комплекс гражданской обороны страны). Эти вопросы являются предметом изучения в особой области прикладной физики – «дозиметрии». Наряду с этой «физической» дозиметрией, существует также «клиническая» дозиметрия, в которой рассматриваются вопросы, связанные с целенаправленным облучением организма человека, например,  $\gamma$ -лучами, в лечебных целях (в частности, при «лучевой терапии» злокачественных опухолей). Центральным моментом, как в физической, так и в клинической дозиметрии является определение «дозы» радиации, полученной организмом, как меры биологического воздействия излучений на человека.

Понятие «дозы» облучения является сложным и неоднозначным, поскольку биологическое воздействие излучений на человека носит в значительной мере субъективный характер. Поэтому следует исходить из объективной физической величины – «поглощенной дозы»  $D_n$  (или просто «дозы»), которая определяется как энергия ионизирующего излучения, поглощенная единицей массы облучаемого тела. В системе СИ  $D_n$  измеряется в Дж/кг (или  $10^4$  Эрг/г в СГС); широко применяется также единица «рад»:  $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}$  ( $100 \text{ Эрг/г}$ ). Доза, поглощенная в единицу времени, называется «мощностью дозы» и выражается обычно в рад/с или рад/г. Необходимость введения этой величины обусловлена тем, что «активность» различных источников ионизирующих излучений (например, в зоне радиоактивного заражения местности при ядерном взрыве), может сравнительно быстро изменяться со временем, и величина «дозы» не достаточно полно характеризует воздействие излучений на человека (например, человек, находится в зоне поражения в момент взрыва, и вошедший в нее по истечении некоторого времени, получают одинаковую дозу облучения за существенно различные промежутки времени). Поглощенная энергия излучения частично переходит в тепловую энергию, и частично – в энергию физических превращений и химических реакций, что приводит к развитию лучевого поражения. При постоянной активности источника и заданных

условиях облучения мощность дозы постоянна (например, на рабочем месте), и доза облучения возрастает с течением времени, т. е. «накапливается» с течением времени и может превысить допустимый безопасный предел. Поэтому большинство контрольных «дозиметрических приборов» предназначены для измерения именно этой «накопленной» дозы.

Величина дозы зависит от рода, энергии и плотности потока ионизирующих частиц и природы облучаемого тела. В частности, для рентгеновских и  $\gamma$ -лучей доза зависит, прежде всего, от атомного номера  $Z$  элементов, входящих в состав вещества, и энергии квантов  $h\nu$ . «Тяжелые» вещества с большими  $Z$  поглощают большую дозу, чем легкие. Напротив, для нейтронов, взаимодействующих с атомными ядрами, при больших энергиях, когда преобладают упругие столкновения, средняя величина энергии, передаваемая ядру при столкновении, оказывается большей для легких ядер, потому и поглощенная в более «легком» веществе доза оказывается больше. Подобные специфические особенности имеют место и для других видов ионизирующего излучения и должны учитываться в практической дозиметрии.

Определение практически поглощенной дозы веществами с различными свойствами при заданных условиях облучения представляет значительные трудности. Поэтому на практике широко используется понятие «экспозиционной дозы», которая измеряется по количеству свободных зарядов, образовавшихся в результате ионизации воздуха рентгеновскими и  $\gamma$ -лучами. В системе СИ экспозиционная доза измеряется в Кл/кг: при такой дозе в 1 кг воздуха, обычно при нормальных условиях ( $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  и  $10^5\text{ Па}$ ), образуется свободный заряд в 1 Кл (одного знака). В практической дозиметрии чаще всего используется внесистемная единица – «рентген»:  $1\text{ р} = 2,57\,976 \cdot 10^{-4}\text{ Кл / кг}$ , что соответствует образованию  $2,08 \cdot 10^9$  пар ионов в  $1\text{ см}^3$  воздуха при  $88\text{ Эрг/г}$  (последняя величина называется «энергетическим эквивалентом рентгена»). Зная экспозиционную дозу, состав вещества и энергию квантов излучения, можно рассчитать и поглощенную дозу  $D_n$  в Дж/кг.

Для биологического действия излучения и степени радиационной опасности используется понятие «эквивалентной» дозы. При заданном виде излучения эффект облучения обычно пропорционален поглощенной дозе. Однако для различных видов излучения биологическое действие при одной и той же величине  $D_n$  существенно неодинаково, т. е. различные излучения биологически «не эквивалентны». Поэтому для оценки радиационной опасности знание одной величины  $D_n$  недостаточно. Если принять биологический эффект рентгеновского или  $\gamma$ -облучения за 1, можно ввести коэффициент «качества»  $K$  ( $>1$ ), показывающий, во сколько раз радиационная опасность для данного вида излучения выше, чем при облучении рентгеновскими или  $\gamma$ -лучами. Этот коэффициент характеризует «относительную биологическую эффективность» излучения, которая определяется экспериментальным путем в специальных радиобиологических исследованиях. Например, если в отношении гибели половины (50 %) мышей в течении 30 суток ( $LD_{50/30}$  – см. ниже) нейтроны оказались вдвое эффективнее,



чем  $\gamma$ -лучи, то для них  $K = 2$ . Величина  $K$  для электронного и позитронного облучения, а также для быстрых протонов, принимается близкой к 1. Для медленных («тепловых») нейтронов  $K = 3$ , для нейтронов с энергией 0,5 МэВ  $K = 10$ , с энергией 5,0 МэВ  $K = 7$ . Для  $\alpha$ -частиц  $K$  приближается к 10, а для многозарядных ионов и «ядер отдачи» – к 20. Произведение поглощенной дозы на  $K$  определяет эквивалентную дозу  $D_{\text{э}}$ :

$$D_{\text{э}} = D_{\text{п}}K, \quad (7.36)$$

Поскольку  $K$  – безразмерная величина, то  $D_{\text{э}}$  можно измерить в тех же единицах, что и  $D_{\text{п}}$ . Обычно на практике  $D_{\text{э}}$  выражают в «бэр»; эквивалентная доза в 1 бэр численно равна поглощенной дозе в 1 рад, умноженной на  $K$ . Одинаковой величине  $D_{\text{э}}$  соответствует одинаковая радиационная опасность, создаваемая облучением. Естественные радиоактивные источники и космические лучи создают мощность эквивалентной дозы примерно 0,125 бэр в год. В течение жизни человек может, таким образом, получить дозу 10 бэр без видимого ущерба для здоровья. Безопасным пределом при профессиональном облучении (при котором предпринимаются специальные профилактические мероприятия) считается доза в 5 бэр в год. Доза 400–500 бэр, полученная за короткий промежуток времени, вызывает тяжелые лучевые поражения с возможным смертельным исходом. Наряду с «непосредственными» последствиями облучения при сравнительно небольших дозах (например, образование опухолей при длительном облучении 0,1 бэр/сутки), существуют также «отдаленные» последствия облучения, проявляющиеся в виде мутаций у потомков человека, подвергшегося облучению. Заметим, что в «лучевой терапии» применяются кратковременные местные облучения (при защите остального организма) с дозами до 10 000 бэр за несколько недель.

Высокой чувствительностью к радиации обладает организм многих, особенно высших, животных. Доза, вызывающая гибель 50 % подопытных за 30 суток, называемая «летальной дозой  $LD_{50/30}$ », при рентгеновском и  $\gamma$ -облучении, например, кроликов составит 1 000 бэр (для человека в условиях общего  $\gamma$ -облучения минимальной абсолютно летальной дозой считается 600 бэр, для морских свинок 300 бэр, и т. д.). При дозе около 20 000 бэр отмечались случаи «смерти под лучом». С увеличением дозы продолжительность жизни животных сокращается до определенного срока (порядка 3 суток) и затем остается постоянной примерно до 10 000 бэр. Низшие (беспозвоночные) животные, растения и микроорганизмы обладают значительно меньшей чувствительностью к облучению и могут выдерживать весьма высокие эквиваленты дозы.

«Лучевая терапия» (или «радиотерапия»), т. е. лечение различных заболеваний с использованием ионизирующих излучений, основана на том экспериментальном факте, что молодые, быстрорастущие или размножающиеся биологические клетки (в том числе злокачественные опухоли) наиболее чувствительны к облучению и могут быть разрушены без вреда окружающих клеток организма. Для этих целей могут быть использованы практически все виды ионизирующих излучений, в связи с чем различают методы

рентгенотерапии,  $\gamma$ -терапии, нейтронной терапии и т. д. В качестве источников излучений используют радиоактивные препараты, например,  $Co^{60}$  («кобальтовая пушка»),  $Cs^{137}$ ,  $P^{32}$  и др., рентгеновские трубки, ускорители (бетатроны). Различают внешнее облучение источником, расположенным на некотором расстоянии от организма, и внутреннее облучение, при котором радиоактивный препарат вводится внутривенно, в полость тела (мочевой пузырь, прямая кишка и т. д.) или в ткани путем введения игл и трубочек с препаратами, содержащими  $Co^{60}$  или  $I_2^{192}$ . Для лечения глубоко расположенных органов применяют дистанционное облучение с расстояния до 100 см; при лечении кожных заболеваний применяют близкофокусные (3–7 см) облучения или же контактный метод («аппликационная терапия») с помещением  $\alpha$ - или  $\beta$ -активных препаратов непосредственно на кожу. Помимо этих «локальных» методов облучения, используется также и «общее» облучение (например, при лечении заболевания крови), хотя и значительно реже. Решающим условием успеха лучевой терапии является правильный выбор «геометрии» облучения (во избежание поражения здоровых тканей) и дозы облучения; эти вопросы являются предметом «клинической дозиметрии» и изложены в специальной литературе.

Для измерения и контроля дозы или мощности дозы облучения существуют дозиметрические приборы различных типов. Приборы, предназначенные для измерения экспозиционной дозы (или ее мощности), градуируются обычно в рентгенах (или в р/г) и называются также «рентгенметрами»; приборы для измерения эквивалентной дозы с целью оценки опасности, называются «бэрметрами» и градуируются в бэрах. Основной частью любого дозиметра является «детектор», в котором энергия излучения поглощается в «рабочем теле» и вызывает в нем радиационные эффекты, которые потом регистрируются измерительными устройствами. Практически любой из многочисленных эффектов такого рода может быть положен в основу устройства дозиметрического прибора.

В ионизационном дозиметре детектором служит «ионизационная камера», в которой излучение создает ионизацию газа, обнаруживаемую по возникающей при этом электрической проводимости. Для измерения экспозиционной дозы камера заполняется воздухом. Также приборы работают в весьма широком интервале значений доз; например, микрорентгенметры типа МРМ измеряют мощность дозы от 0,01 до 30 мкр/с. В приборах типа СД, предназначенных для контроля превышения допустимой мощности дозы, используется счетчик Гейгера – Мюллера, помещенный в защитный чехол; приборы снабжаются устройствами сигнализации, которые могут быть отнесены на значительное расстояние от детектора – 250 м. В приборах типа СУ, служащих для автоматического контроля загрязненности радиоактивными веществами различных поверхностей, например, тела и одежды человека, имеется несколько газоразрядных счетчиков, дающих одновременно информацию о загрязнении многих участков поверхности; их показания регистрируются на световом табло и дают наглядное представление о месте

превышения допустимых норм загрязнения. Ионизационные датчики используются также в индивидуальных дозиметрах, предназначенных для текущего контроля полученной человеком дозы облучения. Они содержат ионизационную камеру очень малых размеров, которая играет роль конденсатора, разряжающегося через ионизованный излучением воздух; разрядка конденсатора регулируется электрометром, по отключению нити которого определяется полученная доза. Прибор периодически подзаряжается от специального устройства и предназначен для постоянного ношения в кармане (он конструктивно выполняется в виде «авторучки» или «карандашика»). Для индивидуального дозиметрического контроля применяются также «люминесцентные» дозиметры, в которых используется явление «термовысвечивания люминофоров» (см. гл. 5). Люминофор, накопивший определенную энергию под действием облучения, затем нагревается с помощью дополнительного устройства и высвечивает, давая световую вспышку, интенсивность которой пропорциональна дозе облучения. Такие приборы отличаются большой простотой устройства и эксплуатации. В «сцинтилляционных» дозиметрах с помощью фотоэлектронного умножителя регистрируются световые вспышки, возникающие в «сцинтилляторе» под действием облучения, интенсивность которых служит мерой дозы облучения. Для индивидуального дозиметрического контроля применяются также специальные фоточувствительные пленки, накапливающие информацию о полученной дозе в виде «скрытого изображения»; после проявления измеряется почернение пленки и определяется доза по специальным градуированным графикам. Разрабатываются дозиметры, действие которых основано на иных физических принципах. Конструктивные исполнения дозиметров также весьма разнообразны (стационарные, переносные); они описаны в обширной литературе по дозиметрии.

## ГЛАВА 8 ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

### 8.1 Типы ядерных реакций

Атомное ядро – составная микрочастица с положительным зарядом, занимающая центральное положение в атоме и создающая силовое (электрическое) поле, в котором движутся атомные электроны. Размеры ядра – порядка  $10^{-15}$  м; таким образом, ядро занимает ничтожно малую область атома, однако в нем сосредоточена почти вся масса атома. Это связано с тем, что ядро составлено из элементарных частиц – «нуклонов», массы которых примерно в 1 840 раз больше массы электрона. Теория элементарных частиц – см. гл. 9 – рассматривает нуклон как «зарядовый дублет», компонентом которого соответствуют «протон» с зарядом  $+e$  и «нейтрон» с зарядом 0; спин нуклона равен  $\frac{1}{2}$ , а масса протона и нейтрона близки друг к другу. Ядро характеризуется «зарядовым числом»  $Z$  и массовым числом  $M$ . Величина  $Z$  характеризует число протонов в ядре и тем самым определяет его заряд  $+Ze$  и номер соответствующего химического элемента в таблице Менделеева. Величина  $M$  представляет собой ближайшее целое число к массе ядра, выраженной в «атомных единицах массы» ( $\approx 1,66 \cdot 10^{-27}$  кг), и определяет полное число нуклонов в ядре. Таким образом, число нейтронов в ядре, которое обозначается символом  ${}_Z^MX^M$ , равно  $M - Z$ . Отметим, что часто при символе  $X$  индекс « $Z$ » опускается, т. к. наименование элемента ( $X$ ) уже однозначно определяет  $Z$  по местоположению элемента в таблице Менделеева. Для одного и того же элемента существуют «изотопы», ядра которых при данном  $Z$  имеют различные массовые числа  $M$ , т. е. различные количества нейтронов (см. гл. 7). Существуют также ядра с одинаковыми  $M$ , но различными  $Z$ , например,  ${}^{13}_6\text{C}$  и  ${}^{13}_7\text{N}$  – «изобары», а также ядра с одинаковыми  $M - Z$  при различных  $M$  «изотоны», например,  ${}^{13}_6\text{C}$  и  ${}^{14}_7\text{N}$ .

Ядра тяжелых атомов содержат до 100 протонов, которые находясь на малых расстояниях в ядре, испытывают сильное кулоновское отталкивание. То обстоятельство, что ядро, несмотря на это, обычно является весьма устойчивым образованием, объясняется действием в ядре «ядерных сил» – «сильным» взаимодействием между нуклонами (классификация взаимодействий между элементарными частицами рассмотрены в п. 9.1), «интенсивность» которого минимум в 100 раз превышает силу кулоновского – «электромагнитного» – взаимодействия. Количество энергии, которое необходимо затратить для «разрушения» ядра, т. е. полного разделения на составляющие его нуклоны, называется «энергией связи» ядра и определяется формулой:

$$E_{CB} = c^2 \Delta m, \quad (8.1)$$

где  $\Delta m$  – «дефект массы» ядра, т. е. разность между суммарной массой составляющих ядро нуклонов и массой ядра:

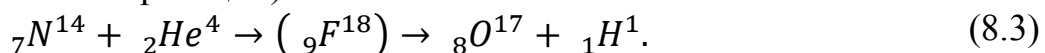
$$\Delta m = Zm_p + (M - Z)m_n - m_{\text{я}}. \quad (8.2)$$

Поскольку массы  $m_p$  и  $m_n$  нуклонов хорошо известны, то, измерив массу ядра (методами масс – спектрометрии), можно вычислить дефект массы и энергию связи. Величина  $\frac{E_{CB}}{M}$  называется «удельной энергией связи» и, за исключением самых легких ядер, равна примерно 8 МэВ на нуклон; поэтому для приближенной оценки  $E_{CB}$  можно определить величину 8 М (МэВ).

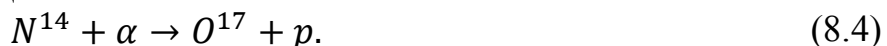
Важнейшим свойством ядерных сил является их «зарядовая независимость»: силы, действующие между двумя протонами ( $pp$ ) или двумя нейтронами ( $nn$ ), а также между протоном и нейтроном ( $pn$ ), одинаковы (при условии, что частицы находятся в одинаковых состояниях в ядре). Равенство сил  $pp$  и  $nn$  называется «зарядовой симметрией» ядерных сил и непосредственно подтверждается изучением свойств так называемых «зеркальных ядер» – изобарных ядер, переходящих друг в друга при замене протонов нейтронами и нейтронов протонами. Примерами являются пары легких ядер  $H^3-He^3$ ,  $Be^7-Li^7$ ,  $B^9-Be^9$  и др. Опыты показали, что структура зеркальных ядер одинакова – спектры возбужденных состояний (и энергия основного состояния) практически совпадают, если учесть различие масс протона и нейтрона, спины ядер одинаковы и т. д. Массы зеркальных ядер несколько различаются из-за различия масс  $m_p$  и  $m_n$ , а также изменения кулоновской энергии отталкивания нуклонов. Все эти свойства свидетельствуют о тождественности (с точностью до кулоновских, значительно более слабых сил) ядерных сил ( $nn$ ), ( $pp$ ). Поскольку из опытов по рассеянию протонов и нейтронов следует тождественность сил ( $np$ ) и ( $pp$ ), то получается вывод о зарядовой независимости ядерных сил. В квантовой теории элементарных частиц протон и нейтрон рассматривают как два зарядовых состояния одной и той же частицы – нуклона («зарядовый дуплет»). Имеет место вообще зарядовая независимость сил частиц, между которыми возможны «сильные» взаимодействия; это обстоятельство лежит в основе классификации элементарных частиц (см. гл. 9). Следует отметить также «короткодействующий» характер ядерных сил: их «радиус действия» – кулон  $10^{-15}$  м.

Наличие в ядре протонов, взаимно отталкивающихся электростатическими силами, создает «потенциальную неустойчивость» ядра. Естественно, что эта неустойчивость усиливается для тяжелых ядер, «перегруженных» протонами. Поэтому ядра не являются абсолютно стабильными образованиями. Некоторые ядра способны самопроизвольно распадаться, причем образуются ядра других элементов и испускаются элементарные частицы, такие ядерные превращения называются «радиоактивностью» и были рассмотрены в гл. 7. Распад или «расщепление» устойчивого (нерадиоактивного) ядра может иметь место в результате его столкновения («бомбардировки») с другими ядрами (например, « $He$ » – « $\alpha$ -частицы») или элементарными частицами. Такие процессы обладают определенным сходством с химическими реакциями и называются «ядерными реакциями». В качестве типичного примера можно привести расщепление ядер

азота  $\alpha$ -частицами; этот процесс можно представить схемой (подобной уравнению химической реакции):



Альфа-частица с большой энергией проникает в ядро азота, что приводит к образованию неустойчивого (короткоживущего) «поставного» ядра фтора, которое затем распадается с образованием ядра кислорода и протона  ${}_1\text{H}^1$ . Сокращая эту реакцию можно записать (с учетом сделанного выше замечания о смысле величины  $Z$ ) в виде:



Наконец, для дальнейшего сокращения записи можно использовать краткую формулу реакции



принцип построения которой не требует пояснений. По роду частиц, вызывающих реакцию и испускаемых в результате реакции определяют «тип» реакции, в данном случае –  $(\alpha p)$ .

Устойчивость ядер можно оценить качественно по значениям  $Z$  и  $M - Z$ . «Четно–четные» ядра (с четными  $Z$  и  $M - Z$ ) более прочны и шире распространены в природе чем «четно–нечетные». Наименее прочны «нечетно–нечетные» ядра, например  ${}_1\text{H}^2$ ,  ${}_3\text{Li}^6$  и т. д. Ядра с так называемым «магическим» числом протонов или нейтронов – 2, 8, 20, 50, 82, и 126 – являются особо устойчивыми и соответствуют широко распространенным в природе элементам («магические» ядра, например,  ${}_8\text{O}$ ,  ${}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}_{82}\text{Pb}$  и т. д.). Среди них наиболее распространенным в природе изотопом данного элемента соответствуют «дважды магические» ядра, например,  ${}_8\text{O}^{16}$ ,  ${}_{20}\text{Ca}^{40}$ ,  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  и т. д.

Современная теория атомного ядра основана на квантовых представлениях и рассматривает ядро как систему нуклонов, занимающих определенные квантовые состояния, подобно тому, как электроны в атомах располагаются в «электронных оболочках» в соответствии с наборами квантовых чисел (см. гл. 5). Нуклоны в ядре могут находиться в основном или возбужденном состояниях, между которыми возможны квантовые переходы (этим объясняются спектры  $\gamma$ -лучей, см. гл. 7). Количественная квантовая теория ядра очень сложна и далека от завершения, потому здесь мы на ней останавливаться не будем.

Рассмотрим основные типы ядерных реакций (помимо реакции (8.3) типа  $(\alpha, p)$ ) и их практическое значение. Два типа реакций – «деление тяжелых ядер» – ввиду их большой важности для энергетики требуют особого рассмотрения (см. п.п. 8.2 и 8.4).

Классификация ядерных реакций обычно осуществляется в соответствии с природой вызывающих их частиц, «бомбардирующих» ядро («мишень»). Различают реакции под действием  $\alpha$ -частиц, протонов, дейтронов ( ${}_1\text{H}^2$ ), многозарядных (тяжелых) ионов,  $\gamma$ -квантов, нейтронов и нейтрино (реакции с участием нейтрино рассматриваются в гл. 9). Кроме того, разграничивают реакции на «легких» ( $M < 50$ ), «средних» ( $50 < M < 100$ ) и «тяжелых» ( $M > 100$ ) ядрах. Наконец, ядерные реакции можно классифицировать по энергиям

соударения: реакции при малых ( $< 1\text{кэВ}$ ), средних ( $1\text{кэВ}-1\text{ МэВ}$ ), больших ( $1-100\text{ МэВ}$ ) и высоких ( $> 100\text{ МэВ}$ ) энергиях. Разумеется, «границы» между этими областями весьма условны. Однако указание рода бомбардирующей частицы и ядра – мишени, а также энергии столкновения часто позволяет сразу ориентировочно предсказать результат реакции. Действительно, заряженные частицы ( ${}_2\text{He}^4$ ,  ${}_1\text{H}^1$ ,  ${}_1\text{H}^2$ ) отталкиваются кулоновским полем ядра, и для того, чтобы они могли проникать в ядро и вызывать реакцию, они должны обладать значительной энергией, причем эта энергия, естественно, должна быть больше в случае тяжелых ядер с большими  $Z$ . Таким образом, при малых энергиях можно ожидать простого «рассеяния» заряженных частиц ядрами, а при высоких энергиях, тем больших, чем больше  $M$  ядра – расщепление ядер в различных реакциях. Напротив, нейтральные частицы – нейтроны – проникают в ядро беспрепятственно и сталкиваются с нуклонами ядра. Ясно, что при высоких энергиях соударение нейтрона с ядром должно, преимущественно, носить характер «упругого» соударения, если только ядро не является настолько «тяжелым» и «неустойчивым», что такое соударение способно вызвать его «деление» на осколки (см. ниже). «Медленные» нейтроны «поглощаются» ядром, поскольку при проникновении нейтрона непосредственно в ядро на него начинают действовать ядерные силы. Появление дополнительного нейтрона в составе ядра вызывает его неустойчивость и обуславливает последующие ядерные превращения. Гамма кванты, аналогично процессам детонации атомов, могут вызвать лишь «ядерный фотоэффект», т. е. сообщить одну избыточную энергию, достаточную для вылета из ядра.

Аналогично химическим реакциям, ядерные реакции характеризуются определенным «тепловым эффектом», который количественно определяется как разность суммарных масс покоя реагирующих частиц и образующихся в результате реакции, выражение в энергетических единицах (т. е. умножение на  $c^2$ ). Если тепловой эффект  $Q$  положительный, то реакция идет с выделением энергии («экзотермическая» реакция) и возможна при любых энергиях сталкивающихся частиц. Если же тепловой эффект отрицателен, то реакция идет с поглощением тепла и поэтому возможна лишь при кинетической энергии бомбардирующих частиц, превышающей «пороговое» значение  $E_{\text{пор}}$ , связанное с  $Q$  соотношением:

$$E_{\text{пор}} = Q \frac{m_{\text{м}}}{m_{\text{м}} + m_{\text{б}}}, \quad (8.6)$$

где  $m_{\text{м}}$  – масса ядра мишени,  $m_{\text{б}}$  – масса бомбардирующей частицы. Например, при бомбардировке ядра трития («тритона») протонами идет реакция  $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ , для которой тепловой эффект  $Q = -0,763\text{ МэВ}$ ; действительна такая реакция лишь при энергиях выше  $1\text{ МэВ}$ .

Рассмотрим некоторые основные представления о механизме ядерных реакций. Для реакций с участием протонов,  $\alpha$ -частиц и нейтронов этот механизм обладает значительной общностью (различие состоит лишь в «проницаемости» ядра для частицы, которая велика для нейтронов и

затруднена для заряженных частиц) и может быть (разумеется, упрощенно) представлена следующим образом. Проникая в ядро, бомбардирующая частица попадает в радиус действия ядерных сил и «сливается» с ядром, образуя новое ядро в возбужденном состоянии – промежуточное или «составное» ядро. Это ядро обладает большим «временем жизни» по сравнению с «характерным ядерным временем» ( $10^{-22}$ – $10^{-23}$  с), за которое быстрая частица проходит расстояние порядка размеров ядра, поскольку энергия частицы распределяется между множеством нуклонов ядра. Только через определенное время после многократного перераспределения энергии, один из нуклонов получает достаточную энергию для выхода из ядра; при образовании устойчивых образований внутри ядра –  $\alpha$ -частиц (ядро «He» является «дважды магическим» и потому особоустойчивым, (см. выше) возможен их вылет из ядра, например, в реакции типа  $(n, \alpha)$ . Таким образом, второй стадией реакции является распад составного ядра, причем характер этого распада зависит от многих факторов, но не от способов его образования. Специфический характер имеют реакции с участием ядер тяжелого водорода – дейтронов  $H^2$ . Ввиду его сравнительно больших размеров входящий в состав дейтона нейтрон уже может проникнуть в ядро, в то время как протон еще не попал в радиус действия ядерных сил. Тогда нейтрон поглощается ядром, а протон отталкивается кулоновским полем ядра, т. е. имеет место «распад дейтона»; такая реакция типа  $(d, p)$  называется «срывом» (или «сколом»). Образующееся при этом ядро – изотоп ядра мишени – часто находится в слабо возбужденном состоянии. При высоких энергиях дейтронов, помимо реакции  $(\alpha, p)$ , столь же часто наблюдается реакция типа  $(d, n)$ , поскольку теперь «срыв» обусловлен уже не кулоновским взаимодействием протона с ядром, а тем, что одна из составляющих дейтона проникает в ядро, в то время как вторая частица проходит мимо ядра.

Эффективные сечения фотоядерных реакций под действием  $\gamma$ -квантов обнаруживают широкий максимум в области энергий  $E_\gamma = 10$ – $20$  МэВ («гигантский резонанс»), который объясняется особенностями возбуждения ядер  $\gamma$ -квантами. Помимо этого «обычного» механизма, связанного с образованием «составного» ядра, для тяжелых ядер наблюдается и «прямой фотоэффект»:  $\gamma$ -квант поглощается одним из «поверхностных» протонов, который покидает ядро, а «составное» ядро не образуется. Протон уносит основную энергию «бомбардирующего» ядра  $\gamma$ -кванта.

Специфическими особенностями обладают ядерные реакции при высоких энергиях – выше 100 МэВ. В этих условиях частица может «пронизывать» ядро, не растратив полностью свою энергию. При этом ядерная реакция состоит из двух стадий. На первой стадии – «внутриядерный каскад» – высокоэнергетическая частица выбивает из ядра несколько быстрых нуклонов, число и энергия которых зависят от энергии бомбардирующей частицы. Часть этих «вторичных» частиц «запутывается» внутри ядра, и образуется «составное» ядро, которое распадается на второй стадии реакции. Однако, в отличие от реакции при низких энергиях, «составное» ядро может значительно отличаться от исходного из-за большого количества «вторичных» частиц,



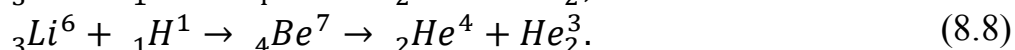
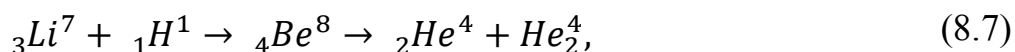
причем его энергия возбуждения составляет лишь малую долю энергии падающей частицы. Это обуславливает большое разнообразие продуктов ядерных реакций при высоких энергиях. При очень высоких энергиях, характерных для «космических лучей» (см. п. 9.2), ядерные реакции принимают специфический «взрывной» характер, в результате чего возникают «ливни» различных элементарных частиц.

Рассмотрим некоторые конкретные примеры ядерных реакций различных типов. Реакции с участием нейтронов обычно идут с небольшим поглощением энергии для легких ядер и с выделением энергии для средних и тяжелых ядер. Основные типы реакций –  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  и  $(n, 2n)$ . Особое место занимает реакция деления тяжелых ядер, по которой выделяется большое количество энергии (см. п. 8.2). Для медленных нейтронов основным процессом является их «радиационный захват» ядром  $(n, \gamma)$ . Практическое значение этой реакции заключается в том, что с ее помощью можно получить большое количество радиоактивных изотопов для последующего применения, описанного в гл. 7. При  $E_n < 1$  эВ эффективное сечение захвата обратно пропорционально скорости нейтронов.

Типичной ядерной реакцией с участием медленного нейтрона является «радиационный» захват нейтрона ядром  ${}_Z N^A$  с образованием возбужденного ядра  ${}_Z N^{A+1}$  и освобождением избыточной энергии в виде  $\gamma$ -квантов – реакция типа  $(n, \gamma)$ . Такая реакция является экзотермической и в принципе может иметь место на всех ядрах и при любых энергиях нейтрона  $E_n$ . Однако вероятность захвата убывает с ростом  $E_n$  и при энергиях выше 1 кэВ становится малой по сравнению с вероятностями других реакций, характерных для быстрых нейтронов. Для многих ядер вероятность захвата пропорциональна  $\frac{1}{\sqrt{E_n}}$ ; для легких ядер она обычно сравнительно мала. Радиационный захват обычно ответственен за «истинное поглощение» нейтронов в веществе; вклад в ослабление пучка нейтронов вносит также упругое рассеяние нейтронов, т. е. реакция типа  $(n, n)$ . Энергия  $\gamma$  – квантов, испускаемых при захвате, образует широкий набор спектр – значений примерно до 12 МэВ; спектры  $\gamma$ -лучей обычно носят сложный характер ввиду многообразия переходов возбужденного ядра  ${}_Z N^{A+1}$ . Радиационный захват тепловых нейтронов играет большую роль в работе ядерных реакторов: с одной стороны, он обуславливает поглощение нейтронов и, следовательно, препятствует развитию цепной реакции деления, а с другой стороны, может быть использован для воспроизводства ядерного горючего (см. ниже). Реакция типа  $(n, \gamma)$  широко используется на практике для получения «искусственных» радиоактивных изотопов с целью их последующего применения, описанного выше, а также как способ трансформации потоков тепловых нейтронов (например, от ядерного реактора) в другие виды излучений ( $\gamma$  и  $\beta$ ). Анализ спектра  $\gamma$ -лучей, испускаемых при захвате, дает ценную информацию при анализе состава минералов, поиске полезных ископаемых и т. д.

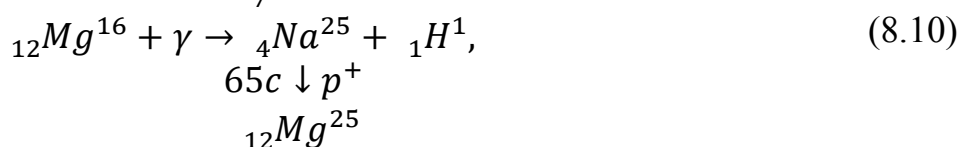
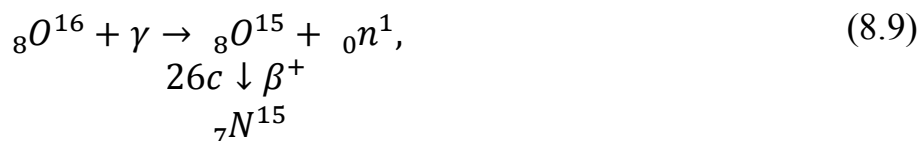
При увеличении энергии нейтронов начинает преобладать их упругое ( $n, n$ ) рассеяние на ядрах ( $n, n'$ ) или неупругое рассеяние (если энергия нейтрона превышает энергию первого возбужденного состояния ядра). При  $E_n \approx 5\text{--}10$  МэВ преобладает реакция типа ( $n, 2n$ ).

Протоны вызывают различные ядерные реакции, лишь начиная с энергий в сотни кэВ или несколько МэВ, в зависимости от заряда ядра, создающего кулоновское отталкивание. При сравнительно невысоких энергиях протонов преобладает «радиационный захват» протонов ( $p, \gamma$ ), упругое ( $p, p$ ) и неупругое ( $p, p'$ ) рассеяние протонов ядрами. При больших энергиях возрастает роль реакций ( $p, n$ ), ( $p, \alpha$ ), ( $p, 2n$ ), ( $p, p_n$ ). В качестве примера можно привести реакции:



Для  $\alpha$ -частиц «кулоновский барьер», создаваемый ядром, еще выше, и необходимы большие энергии частиц (десятки МэВ). При сравнительно низких энергиях преобладают реакции типа ( $\alpha, p$ ) и ( $\alpha, n$ ) (см. выше), причем продукты реакции ( $\alpha, n$ ) обычно обнаруживают  $\beta$ -радиоактивность, а продуктами реакции ( $\alpha, p$ ) являются стабильные ядра.

Типичными фотоядерными реакциями ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, p$ ) являются, например, следующие:



В обоих случаях получаются нестабильные изотопы с малым периодом полураспада. Реакции этого типа широко используются для получения радиоактивных изотопов.

Реакции, сходные с указанными выше, могут вызываться и другими различными элементарными частицами высоких энергий, например, пионами – реакции типа ( $\pi, \pi'$ ) (неупругое рассеяние), ( $\pi^+, \pi^0$ ) или ( $\pi^-, \pi^0$ ) («перезарядка»), ( $\pi, \pi p$ ), ( $\pi, \pi n$ ) – вытягивание нуклонов из ядра. Однако наряду с этим имеют место и специфические виды реакций, например, ( $\pi^-, \pi^+$ ), ( $\pi^+, 2p$ ), ( $\pi^-, 2n$ ) и т. д. Для «тяжелых» многозарядных ионов с  $Z > 2$  «кулоновский барьер» ядра еще выше, чем для  $\alpha$ -частиц, поэтому они могут вызывать ядерные реакции лишь при энергиях в несколько десятков МэВ. Возможны упругие и неупругие соударения тяжелых ионов; среди неупругих процессов выделяют «реакции передачи нуклонов», реакции передачи более сложных частиц и реакции слияния с образованием составного ядра, в том числе с большими энергиями возбуждения (до 100 МэВ). Реакции с образованием составного ядра используются для синтеза «трансурановых элементов» с  $Z > 92$  путем слияния ядер – мишеней  $Pb$  или  $Bi$  с ионами типа  $Ar^{40}$ ,  $Ti^{50}$ ,  $Fe_{58}$  и т. д. Например, синтез

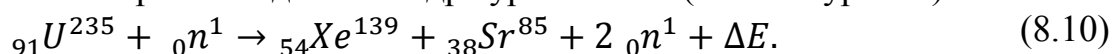
фермия с  $Z = 100$  был осуществлен с помощью реакции по схеме  $Pb^{204}(Ar^{40}, 2n)Fm^{242}$ .

Рассмотрим теперь реакцию деления тяжелых ядер под действием нейтронов, протекающую с большим выделением энергии и лежащую в основе современной «ядерной энергетики».

## 8.2 Реакция деления тяжелых ядер

Тяжелые ядра, «перегруженные» протонами, находятся в «потенциально неустойчивом» состоянии и могут распадаться на несколько (обычно два) более легких ядер – «осколков»; такое ядерное превращение называется «делением» ядра. Деление ядра обычно сопровождается вылетом нескольких «вторичных» нейтронов, испусканием  $\gamma$ -излучения и выделением значительного количества энергии (которая распределяется между продуктами деления). Этот процесс может быть самопроизвольным – «спонтанным» – или же «вынуждаться» облучением нейтронами (медленными или быстрыми), протонами,  $\gamma$ -квантами и другими частицами. Неустойчивость тяжелых ядер количественно выражается в том, что для них эффект массы от тяжелых ядер меньше эффекта массы ядер элементов, находящихся в середине периодической системы. Обычно деление ядер осуществляется при захвате ядра нейтронами и имеет место в том случае, если этот процесс имеет большую вероятность по сравнению с «конкурирующими» процессами, указанными выше (радиационным захватом ( $n, \gamma$ ) и упругим рассеянием ( $n, n$ )). Массы осколков деления обычно неодинаковы и часто находятся в соотношении примерно 2:3 (иногда 1:2); могут образоваться, например, ядра бария, стронция, ксенона и т. д. Это обусловлено близостью количеств протонов или нейтронов в этих ядрах к указанным выше «магическим» числам. «Спонтанное» деление (например, ядер урана – 238) обычно является очень «медленным» процессом и не имеет большого практического применения.

В качестве типичного примера деления ядра под действием «медленных» нейтронов можно привести деление ядра урана – 235 («актиноурана») по схеме:



Обратим внимание на то, что числа протонов и нейтронов в ядре  $Xe$  (54 и 85) близки к «магическим» числам 50 и 82, соответственно. В данном случае испускаются два «вторичных» нейтрона; могут испускаться также 1 или 3 нейтрона. Реакция типа (8.11) идет с большим положительным тепловым эффектом  $\Delta E \cong 150 - 200$  МэВ. Ясно, что появляющиеся вторичные нейтроны при надлежащих условиях могут сами вызывать деление ядер, что лежит в основе осуществления «цепной» реакции деления (см. ниже).

Вероятность деления ядер зависит от энергии нейтронов и типа ядра. Некоторые тяжелые ядра делятся нейтронами практически любых энергий, т. е. реакция является «беспороговой». К ним относятся, например,  $U^{235}$ ,  $U^{233}$ ,  $Pu^{239}$ . Напротив, для реакции деления таких ядер, как  $Th^{232}$ ,  $U^{236}$ ,  $U^{238}$ , существует «пороговая энергия» нейтронов, ниже которой деление не происходит. По этой

причине для деления  $U^{235}$  обычно используют «медленные» нейтроны (в «тепловых» реакторах), а для деления  $U^{238}$  – «быстрые» нейтроны (в «быстрых» реакторах, см. п. 8.3).

Энергия  $\Delta E$ , выделяющаяся при реакции типа (8.11), сообщается, главным образом, осколкам деления, однако значительная ее часть уносится вторичными «быстрыми» нейтронами. При низких энергиях возбуждения вероятность «симметричного» деления ядра на два примерно равных по массе осколка очень мала, как уже указывалось выше. Однако с ростом энергии бомбардирующей частицы вероятность такого деления быстро возрастает. Осколки деления «перегружены» нейтронами и потому являются нестабильными; после вылета осколки испытывают два – четыре  $\beta$ -распада и превращаются в стабильные изотопы, при этом возникают «вторичные» нейтроны и  $\beta$ -частицы. Лишь незначительная часть вторичных нейтронов (10–15 %) выбрасывается на более ранней стадии процесса, до разлета осколков. С увеличением энергии возбуждения исходного ядра общее количество вылетающих нейтронов возрастает. Число нейтронов, испущенных осколком, существенно зависит от его массового числа  $M$ , возрастает с увеличением  $M$ , за исключением минимума в интервале  $M = B_0 - B_4$ , поскольку при этом  $Z$  и  $M - Z$  близки к «магическим числам» 50 и 82. Общий выход вторичных нейтронов от обоих осколков также имеет минимум в этом интервале  $M$ . Наибольшее число нейтронов (на 1 акт деления) испускается в случаях симметричного и резко асимметричного деления. Число  $\gamma$  – квантов, испускаемых при одном акте деления, в среднем равно 10. Полная энергия порядка 200 МэВ, выделяющаяся при акте деления, распределяется примерно так: осколки деления – 80 %,  $\gamma$ -лучи – 4 %, вторичные нейтроны – 3 % и продукты радиоактивного распада осколков – 13 %.

Если разлетающиеся вторичные нейтроны, образуемые при делении, встречают на своем пути другие неустойчивые ядра, то реакция деления может стать разветвленной – «цепной». При этом имеет место лавинообразное возрастание числа осколков деления, вторичных нейтронов и  $\gamma$ -квантов; такая реакция, как и любые разветвленные цепные реакции (химической природы) является экзотермической и сопровождается огромным энергосвободением, что используется при создании «ядерно-энергетических» установок (ядерных реакторов). Фактический характер протекания цепной реакции деления ядер определяется, согласно общей теории разветвленных реакций (эта теория излагается в курсах химической кинетики), соотношением между вероятностями процессов разветвления (т. е. образования новой ветви цепи) и обрыва реакции. Если преобладают процессы обрыва, то цепная реакция не может развиваться. Если же созданы необходимые условия для преобладания процессов разветвления, то реакция принимает «самоподдерживающийся» характер, т. е. уже не нуждается в наличии источника «первичных» нейтронов: любой случайно возникший в системе нейтрон может стать причиной возникновения («разгона») цепной реакции. Разветвление цепей реакции в данном случае обуславливается актами деления ядер, а обрыв цепей

происходит в силу многочисленных факторов – из-за наличия «побочных» реакций, не приводящих к делению ядер, вылета нейтронов за пределы системы и т. д.

Количественной характеристикой развития цепной ядерной реакции при заданных условиях является так называемый «коэффициент размножения нейтронов»  $k$ , который определяется как отношение числа нейтронов, поглощаемых делящимися ядрами в последующем и предыдущем звеньях цепи. Цепная реакция становится «самоподдерживающейся» при условии  $k \geq 1$ ; величина  $k$  зависит от изотопного состава, массы и геометрических параметров системы, в которой создается реакция. Системы с  $k = 1$  называются «критическими», с  $k > 1$  – «надкритическими» и с  $k < 1$  – «подкритическими». Природный чистый уран, представляющий собой смесь изотопов  $U^{238}$  (99,28 %) и  $U^{235}$  (0,71 %), всегда образует «подкритическую» систему, поскольку вторичные нейтроны, образовавшиеся при делении  $U^{235}$ , сталкиваются преимущественно с ядрами  $U^{238}$  и испытывают в основном неупругое рассеяние, сопровождающееся уменьшением энергии ниже «пороговой» энергии деления  $U^{238}$  ( $E_{\text{пор}} \approx 1$  МэВ). Поэтому разветвленная цепная реакция в природном уране при любой массе и размерах системы невозможна. Разветвление может стать преобладающим по сравнению с процессами обрыва цепей в природном уране лишь при очень малых энергиях нейтрона – порядка тепловой энергии атомов вещества ( $\approx 0,026$  эВ при 300 К); нейтроны с такой энергией называются «тепловыми». При таких энергиях вероятность деления  $U^{235}$  становится настолько большой, что цепная реакция может развиваться и при указанном ничтожном содержимом изотопа  $U^{235}$  в смеси. В процессе замедления в уране нейтрон теряет энергию очень медленно, поскольку в каждом столкновении с ядром  $U^{238}$  нейтрон теряет долю своей энергии порядка  $2 \frac{m_n}{m_y} \approx 1 \frac{1}{238} \approx 10^{-2}$ . Поэтому весьма велика вероятность того, что в ходе замедления энергия нейтрона попадет в интервал значений, в котором вероятность радиационного захвата нейтрона ядром  $U^{238}$  особенно велика, и такой нейтрон выбывает из цепи.

Таким образом, самоподдерживающаяся цепная реакция в природном уране может быть осуществлена лишь при обеспечении достаточно быстрого замедления вторичных нейтронов деления; для уменьшения необходимых размеров и массы системы желательно использовать смесь, «обогащенную» изотопом  $U^{235}$  (до нескольких процентов). Такая идея и осуществляется в «реакторе на медленных нейтронах» или «тепловом реакторе»: уран в виде отдельных блоков равномерно распределяется в определенном объеме специального вещества – «замедлителя» (обычно используются вода, тяжелая вода или графит), атомы которого содержат легкие ядра (протоны, дейтоны, ядра углерода и кислорода). При столкновении нейтрона с легким ядром он теряет энергию значительно быстрее, чем при столкновении с ядром урана, и в результате «замедляется» до тепловых энергий уже после небольшого числа актов столкновений. Поэтому резко возрастает вероятность того, что нейтрон в

процессе замедления не будет захвачен ядром  $U^{238}$ , так как его энергия быстро проходит указанную «опасную» область значений. Таким образом, замедлитель осуществляет функцию создания тепловых нейтронов «в обход» резонансных максимумов радиационного захвата ядрами  $U^{238}$ . В результате поглощения ураном «теплого» нейтрона и последующего деления ядра испускается некоторое число вторичных быстрых нейтронов, в среднем равное

$$\eta = \frac{\sigma_{\partial} \nu}{\sigma_{\partial} + \sigma_{U^{235}} + R \sigma_{U^{238}}}. \quad (8.12)$$

Здесь  $\sigma_{\partial}$  – эффективное сечение деления ядра  $U^{235}$  ( $\approx 590 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 590$  «барн»),  $\sigma_{U^{235}}$  и  $\sigma_{U^{238}}$  – сечения радиационного захвата ядрами  $U^{235}$  (108 барн) и  $U^{238}$  (2,8 барн), соответственно,  $R$  – соотношение концентраций  $U^{238}$  и  $U^{235}$  в смеси (для природного урана это соотношение указано выше  $R = 140$ ),  $\nu$  – среднее число «вторичных» нейтронов, возникающих при одном акте деления  $U^{235}$ , равное 2,5. Для природной смеси изотопов урана эта формула при указанных значениях параметров дает  $\eta \approx 1,35$ . В реальных условиях некоторая часть быстрых нейтронов до замедления успевает вызвать деление ядер  $U^{238}$ , поэтому величина  $\eta$  увеличивается в  $\varepsilon$  раз – примерно на 3 %. Вероятность избежания резонансного захвата, определяющая долю быстрых нейтронов деления, которые, замедляясь, «проскакивают» область резонансного поглощения в уране и достигают «тепловых» энергий, обозначается через  $m$ , а «коэффициент теплового использования», определяющий долю тепловых нейтронов поглощаемых в уране (другая часть поглощается замедлителем) – через  $f$ . Тогда доля  $\eta\varepsilon(1 - m)$  нейтронов захватывается ядрами  $U^{238}$  в ходе процесса замедления, а доля  $\eta\varepsilon m$  замедляется до тепловых энергий. Из общего числа «медленных» нейтронов доля  $f$  поглощается ураном, а доля  $1-f$  – замедлителем. В реакторе бесконечных размеров коэффициент размножения нейтронов  $k$  достигает предельной величины

$$k_{\infty} = \eta\varepsilon m f. \quad (8.13)$$

Здесь величина  $\eta$  определяется свойствами «ядерного горючего», а  $m f$  (а также  $\varepsilon$ ) – конструкцией и составом рабочей зоны реактора. В реальных системах часть нейтронов теряется за счет выхода за пределы реактора, тогда

$$k = \kappa k_{\infty}, \quad (8.14)$$

где  $\kappa$  – вероятность отсутствия «утечки» нейтронов. Выполнение условия самоподдерживающейся цепной реакции  $k > 1$ , необходимого для «разгона» реактора, и последующее управление режима работы реактора осуществляется путем изменения величины  $f$  путем вывода или ввода в активную зону теплового реактора «управляющих стержней» (например, из бора или кадмия) из материала, интенсивно поглощающего нейтроны («поглотителя»).

Цепная ядерная реакция на быстрых нейтронах, без применения замедлителя, осуществляется в так называемых «быстрых» реакторах (см. п. 8.3) или при взрыве атомной (ядерной) бомбы. Поскольку при делении ядер  $U^{235}$  испускается в среднем 2,5 нейтронов, из которых для поддержания цепной

реакции в принципе достаточно одного, то принципиально возможно поглощение остальных 1,5 нейтронов ядрами  $U^{238}$ , что приводит к возникновению 1,5 (в среднем) ядер изотопа плутония  $Pu^{239}$ , т. е. обеспечивается «расширенное воспроизводство» ядерного горючего. Однако при использовании цепной реакции с участием медленных нейтронов их часть поглощается замедлителем, причем в самом уране – 235 примерно 15,5 % актов поглощения нейтронов не приводит к делению ядер; это приводит к коэффициенту воспроизводства горючего, меньшему единицы. Напротив, при использовании быстрых нейтронов преобладающим результатом их взаимодействия с ядрами  $U^{235}$ ,  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  является деление ядра, а другие виды взаимодействия – упругое и неупругое рассеяние не являются помехой делению, поскольку деление ядер вызывается и рассеянными нейтронами. Единственным процессом, обуславливающим обрыв цепей реакции в этих условиях, является «утечка» нейтронов из блоков ядерного горючего. Поэтому в «быстрых» реакторах деление осуществляется быстрыми нейтронами в активной зоне, содержащей уран, обогащенный изотопами  $U^{235}$ ,  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ . Уходящие из активной зоны быстрые нейтроны поглощаются размещенными вокруг зоны блоками из  $U^{238}$  или  $Th^{232}$ , в которых «воспроизводится» горючее в виде  $Pu^{239}$  или  $U^{233}$ .

В атомной («ядерной») бомбе осуществляется цепная реакция деления ядер быстрыми нейтронами; в качестве ядерного горючего используются указанные выше изотопы ( $U^{235}$ ,  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$ ). При определенном выбранном материале соотношения вероятностей размножения и «утечки» нейтронов и, следовательно, величина коэффициента размножения нейтронов  $k$ , возрастают с уменьшением отношения площади поверхности блока к его массе, т. е. с увеличением размеров и массы блока при его заданных плотности и форме. Для обеспечения условия самоподдерживающейся цепной реакции ( $k > 1$ ) в этих условиях необходимо достаточно большую массу ядерного горючего, превышающую некоторое «критическое» значение (см. ниже, п. 8.3). Это осуществляется в атомной бомбе путем быстрого соединения нескольких частей горючего с массами, меньшими критической, с помощью «запала» с обычным взрывчатым веществом.

Рассмотрим несколько подробнее некоторые детали устройства ядерных реакторов различных типов, применяемых в промышленных и исследовательских целях.

### 8.3 Ядерные реакторы

Техническое устройство для осуществления управляемой цепной реакции деления называется ядерным (менее точно – «атомным») реактором. Реактор любого типа содержит «активную зону», в которой размещено «ядерное горючее» (обычно активная зона окружается «отражателем нейтронов», как уже указывалось выше). «Теплоноситель», предназначенный для отвода тепла, выделяющегося в активной зоне (часто используются расплавленные металлы),

с последующим его использованием в различных целях, «систему радиационной защиты» (см. гл. 7) и различные устройства для регулирования режима работы реактора (с помощью «поглотителей», см. выше) и дистанционного управления (в связи с высоким уровнем радиоактивности и высокими температурами в окрестности активной зоны реактора какие-либо «ручные» манипуляции в реакторе полностью исключены). Реактор характеризуется величиной номинальной мощности; мощность 1 МВт соответствует цепной реакции, в ходе которой осуществляется  $3 \cdot 10^{16}$  актов деления ядер в секунду. Состояние активной зоны реактора характеризуется эффективным коэффициентом размножения нейтронов  $k$  (см. выше) или связанной с ним величиной «реактивности»:

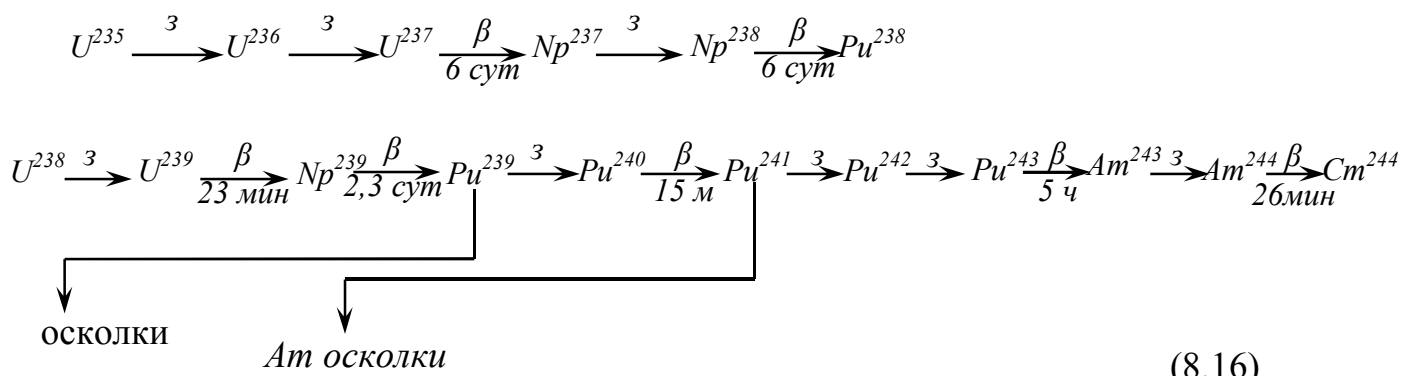
$$\rho = \frac{k-1}{k}. \quad (8.15)$$

«Критическому» состоянию (начало цепной реакции) соответствуют значения  $k = 1$  и  $\rho = 0$ . Основными типами реакторов являются «тепловые» реакторы на природном или обогащенном (изотопом  $U^{235}$ ) уране с применением «замедлителей нейтронов» (энергия нейтронов менее 1 эВ), «промежуточные» реакторы (энергии нейтронов – 1–1 000 эВ) и «быстрые» реакторы, в которых замедлитель отсутствует, а энергия нейтронов, участвующих в делении ядер, превышает 10 кэВ. По конструктивному исполнению различают «гетерогенные» реакторы, в которых ядерное топливо в виде блоков распределено дискретно в замедлителе, и «гомогенные» реакторы, в которых ядерное топливо образует однородную смесь (раствор или суспензию) с замедлителем; особенности этих двух типов реакторов будут несколько подробнее рассмотрены ниже. Ядерные реакторы различают также по виду используемого ядерного топлива (природный или обогащенный уран, чистый делящийся изотоп и по его химическому составу ( $UO_2, UC$ ), по виду используемого теплоносителя (вода, тяжелая вода, газы, расплавленные металлы), по роду замедлителя (графит, вода, тяжелая вода, бериллий, окись бериллия, гидриды металлов). В настоящее время наибольшее распространение получили гетерогенные тепловые реакторы с замедлителями  $H_2O$ ,  $C$  и  $D_2O$  и теплоносителями  $H_2O$ ,  $D_2O$  и газы; наибольшие перспективы имеют «быстрые» реакторы с топливом  $U^{238}$ , обладающие большими преимуществами (см. ниже).

В процессе работы реактора в нем протекают многие ядерные реакции различных типов; в реакторе накапливаются осколки деления и образуются «трансурановые» элементы с  $Z > 92$  (главным образом плутоний с  $Z = 94$ ). Осколки деления влияют на реактивность  $\rho$ ; это явление называется «отравлением» для радиоактивных осколков и «зашлаковыванием» – для стабильных. Отравление вызывается преимущественно изотопом ксенона  $Xe^{135}$ , обладающим большим сечением поглощения нейтронов ( $2,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , или  $2,6 \cdot 10^8$  барн); для него  $T_{y1} = 9,2n$ . Отравление приводит к снижению реактивности и изменению коэффициента размножения  $k$  на 1–3 %; изменение  $k$  на 11 вызывается также зашлаковыванием из-за накопления стабильных



осколков с различными сечениями поглощения нейтронов. Образование трансурановых элементов протекает по следующим схемам:



(«з» означает захват нейтрона,  $\beta$  – бета-радиоактивное превращение).

Накопление ядерного топлива  $Pu^{239}$  в начальный период работы реактора происходит линейно со временем, причем быстрее – в менее обогащенном уране, а затем его концентрация выходит на постоянный уровень, который определяется отношением сечений захвата нейтронов ядрами  $U^{238}$  и  $Pu^{239}$ . Характерное время установления этой равновесной концентрации оценивается как  $3/\Phi$  лет, где  $\Phi$  – поток нейтронов в  $10^{13}$  частиц/см<sup>2</sup>·с. «Выгорание» ядерного топлива количественно характеризуется суммарной энергией, выделившейся в реакторе на 1 т топлива. В тепловых реакторах выгорание выделяет до 30 ГВт·цт/т, в быстрых – до 100 ГВт·цт/т, причем сгоранию 0,1 % топлива соответствует величина выгорания 1 ГВт·цт/т. В результате выгорания топлива «реактивность» реактора  $\rho$  снижается, что вызывает необходимость замены выгоревших блоков – «тепловыделяющих элементов» (ТВЭЛов). Замена может производиться сразу по всей активной зоне или постепенно – в режиме «непрерывной перегрузки» (при этом в реакторе «сосуществуют» ТВЭЛы различных возрастов). Отношение количества делящихся изотопов  $Pu$ , образовавшихся в реакторе, к количеству выгоревшего  $U^{235}$ , называется «коэффициентом конверсии»; величина его возрастает с уменьшением степени обогащения и выгорания топлива и при очень малых выгораниях достигает 0,8 («начальный плутониевый коэффициент»). Для реакторов – размножителей вводится также «коэффициент воспроизводства топлива», достигающий 1,5 для быстрых реакторов.

Система управления и защиты включает многочисленные приборы и регулирующие устройства, в частности, аварийные органы, снижающие реактивность при опасном ускорении цепной реакции в активной зоне; автоматические регуляторы, предназначенные для поддержания постоянного нейтронного потока и, следовательно, неизменной мощности реактора, «компенсирующие» устройства для компенсации эффектов отравления и выгорания, и т. д. Регулирование режима реактора обычно осуществляется введением в активную зону (сверху или снизу) стержней – поглотителей ( $\beta$ ,  $\alpha$ ), о чем уже упоминалось выше. С повышением температуры реактивность  $\rho$  обычно снижается, что способствует стабилизации режима реактора; в

противном случае задача обеспечения стабильного режима существенно усложняется.

Контрольные приборы, входящие в систему управления реактором, указывают величину потока нейтронов в различных точках активной зоны, объемном расходе и температуре жидкого или газообразного теплоносителя, уровне ионизирующего излучения в частях самого реактора и вспомогательных помещениях, и т. д. Большая сложность этой контрольной системы обуславливает необходимость обработки данных приборов с помощью ЭВМ, которая выдает оператору рекомендации о необходимых изменениях в режиме работы реактора («машина – советчик»), либо снабжает оператора необходимой контрольной информацией в специально обработанном виде («функции учета»). Во многих случаях управление работой реактора в целом осуществляется ЭВМ с помощью автоматов (роботов – манипуляторов) без участия человека («управляющая машина»). Современные реакторы представляют собой очень сложные и зачастую грандиозные технические сооружения: объем некоторых реакторов по соображениям обеспечения «теплосъема» (отвода тепла из активной зоны) делается очень большим (сотни м<sup>3</sup>). Кроме того, большое место занимает система защиты от ионизирующих излучений.

В настоящее время в мире работают более 1 000 ядерных реакторов различных типов; рассмотрим некоторые особенности упомянутых выше видов реакторов.

Ядерный реактор, в активной зоне которого содержатся вещества, однородные в отношении физических свойств (например, рассеяния и поглощения нейтронов и т. д.), называется «гомогенным». Размеры областей, в которых содержатся эти различные вещества, должны быть малыми по сравнению со средней длиной пробега нейтронов до поглощения. При выполнении этого условия среда, заполняющая активную зону реактора, может считаться однородной в отношении взаимодействия с нейтронами, и их концентрация приблизительно одинакова по всему объему. «Тепловые» реакторы могут быть как гомогенными, так и гетерогенными: «быстрые» реакторы практически всегда могут считаться гомогенными ввиду большой длины пробега быстрых нейтронов. Гомогенные тепловые реакторы используются для проведения различных исследований в области ядерной физики, а также для выработки электроэнергии на АЭС. Обычно активная зона гомогенного реактора заполняется жидкой средой, причем в качестве замедлителя используется вода (обычная или тяжелая). Гомогенная смесь ядерного горючего с замедлителем (водой) обычно готовится в виде раствора, суспензии или взвеси, содержащих уранил–нитрат, уранил–сульфат или другие соединения урана (в реакторах со взвесями применяются окислы урана в виде мелких частиц). Активная зона гомогенного реактора заключается в сферическую прочную оболочку. Теплоотвод из активной зоны маломощных реакторов осуществляется с помощью теплоносителя, проходящего по трубкам внутри активной зоны (эта система представляет собой «внутренний

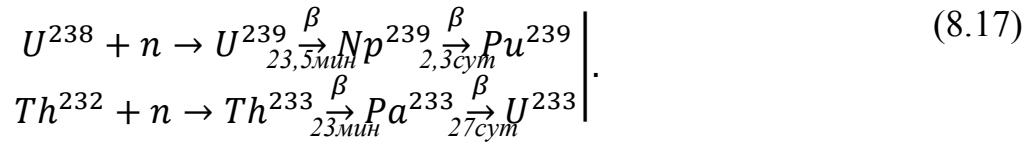
теплообменник»). В мощных (энергетических) реакторах используется «внешний» теплообменник; при этом жидкая смесь, содержащаяся в активной зоне, является «первичным» теплоносителем. Он прокачивается из активной зоны во внешний теплообменник, где отдает тепло «вторичному» теплоносителю (смесь вода–пар), после чего возвращается в активную зону. Гомогенные реакторы обладают рядом преимуществ и имеют большие перспективы для энергетики будущего. В частности, они отличаются простотой конструкции, обеспечивают возможность достижения больших удельных теплосъемов (до 10 мВт на 1 кг загрузки) и непрерывной очистки от осколков деления в активной зоне, что улучшает нейтронный баланс в реакторе. Однако широкому распространению гомогенных реакторов препятствуют присущие им недостатки, в частности, коррозионная активность жидкой среды (особенно в растворных реакторах), технические трудности при конструировании оболочки активной зоны и теплообменника, необходимость наличия существенно большего количества ядерного горючего в реакторе по сравнению с критической массой (примерно в 2 раза), опасность утечки первичного теплоносителя из теплообменного тракта с последующим радиоактивным заражением среды вне реактора и т. д.

Значительно более широко применяются «гетерогенные» реакторы, в которых вещество активной зоны неоднородно по своим физическим свойствам, в частности, в отношении взаимодействия с нейтронами. Активная зона содержит ядерное горючее, замедлитель, теплоноситель и т. д. и состоит из отдельных областей с различными характеристиками рассеяния, поглощения и размножения нейтронов. Размеры этих областей оказывают существенное влияние на характер процессов в реакторе. Для гетерогенного реактора, в отличие от гомогенного, размеры указанных областей сравнимы с длиной свободного пробега нейтрона в веществе до поглощения или больше ее. При этом в различных местах активной зоны могут иметь место значительные отклонения концентрации нейтронов от среднего значения. Поэтому разные области оказывают различное влияние на коэффициент размножения нейтронов. В областях с сильным поглощением нейтронов нейтронный поток меньше среднего значения, поэтому вещество этих областей оказывает пониженное влияние на все ядерно-физические свойства среды (в частности, на поглощение нейтронов); это явление называется «самоэкранировкой». Ядерное горючее (уран, естественный или обогащенный) в гетерогенных «тепловых» реакторах полностью отделено от замедлителя. Обычно в этих реакторах используется твердое ядерное топливо в виде отдельных блоков тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов), помещенных внутрь замедлителя; такие реакторы обладают наиболее простой и надежной конструкцией и удобны в эксплуатации. Урановые блоки в замедлителе располагаются в виде треугольной, квадратной или шестиугольной решетки. Размеры блоков и «шаг» этой решетки определяют свойства активной зоны. Обычно задается размер блока и соотношение концентраций урана и замедлителя, тем самым определяется шаг решетки. Гетерогенное размещение горючего и замедлителя

приводит к существенному увеличению коэффициента размножения нейтронов по сравнению с гомогенными реакторами. При увеличении размера блоков коэффициент размножения (для бесконечной среды) вначале возрастает, достигает максимума, а затем уменьшается. Для реакторов с природным ураном и замедлителем – графитом оптимальный диаметр урановых стержней, соответствующий максимуму коэффициента размножения нейтронов (выше 1,1) составляет 20–30 мм. В то же время для гомогенной смеси естественного урана с графитом коэффициент размножения при любых концентрациях существенно меньше 1, и создать самоподдерживающуюся цепную реакцию в этой среде невозможно. Таким образом, гетерогенные реакторы обладают существенными достоинствами по сравнению с гомогенными, что и обусловило их более широкое распространение в ядерной энергетике.

Реактор, в котором отсутствуют замедлители нейтронов и реакция деления осуществляется на нейтронах с энергиями  $10^5$ – $10^6$  эВ, называется «быстрым». Поскольку эффективные сечения реакции деления для таких нейтронов примерно на 2–3 порядка ниже соответствующих сечений для «тепловых» нейтронов, то критическая масса (при равном объеме активной зоны) быстрого реактора оказывается существенно больше, чем для тепловых реакторов. С другой стороны, отсутствие замедлителя позволяет сделать быстрый реактор гораздо более компактным, с большим объемом активной зоны. Поскольку отношение эффективных сечений деления ядер  $U^{235}$  и  $U^{238}$  для быстрых нейтронов примерно на порядок больше, чем для тепловых, в промышленных быстрых реакторах применяют ядерное горючее с высокой степенью обогащения – 2,5 % и выше. Крупномасштабное применение быстрых реакторов основано, главным образом, на возможности расширенного воспроизводства ядерного горючего (см. ниже), что позволяет использовать такие реакторы на атомной электростанции в качестве источников тепла, для получения вторичного ядерного горючего и одновременно для выработки электроэнергии. В качестве теплоносителей в них используются расплавленные щелочные металлы, например, натрий, обеспечивающие достаточно интенсивный теплообмен в активной зоне. Компактные быстрые реакторы могут использоваться также в качестве источников тепла в транспортных установках, в частности в бортовых системах самолетов и космических кораблей.

В природном уране содержится примерно 0,7 %  $U^{235}$ , который может непосредственно использоваться в качестве ядерного горючего. Остальные 99,3 % практически приходятся на изотоп  $U^{238}$ , который можно использовать в качестве «сырья» для получения искусственного ядерного топлива –  $Pu^{239}$ . Другой вид искусственного топлива –  $U^{233}$  – можно получить из исходного сырья – изотопа  $Th^{232}$ . Реакции получения искусственного топлива осуществляются при облучении сырья нейтронами и протекают по следующим схемам:



Обычно эти реакции в промышленном масштабе осуществляются в ядерном реакторе, в котором наряду с выгоранием ядерного горючего происходит и образование из сырья искусственного ядерного горючего. В этом заключается упомянутый выше принцип воспроизводства ядерного топлива. При использовании  $Pu^{239}$  в качестве топлива, а  $U^{238}$  – в качестве «сырья» в реакторе осуществляется «замкнутый» топливный цикл («реакторы – бридеры», см. ниже); аналогичный цикл имеет место при использовании  $U^{237}$  в качестве топлива и  $Th^{232}$  – в качестве сырья. При других комбинациях изотопов в реакторе осуществляется «конверсионный» топливный цикл («реакторы – конверторы», см. ниже). Наибольшее практическое применение имеет сочетание  $U^{235}$  –  $U^{238}$ , причем воспроизводится  $Pu^{239}$ ; этот цикл имеет место в реакторах, работающих на естественном или обогащенном уране. С течением времени конверсионный цикл переходит в замкнутый, поскольку после выгорания начального запаса горючего ( $U^{235}$ ) процесс продолжается на «воспроизведенном» топливе ( $Pu^{239}$ ).

Отношение количества образовавшегося топлива к полному количеству израсходованного за то же время топлива называется «коэффициентом воспроизводства». Для обеспечения «стационарной» цепной реакции должно выполняться условие баланса нейтронов, на основе которого получается следующее выражение для коэффициента воспроизводства  $k$ :

$$k = (\eta - 1) + f(\nu - 1) - L. \quad (8.18)$$

Основной вклад в величину  $k$  вносит первый член, определяющий избыточное количество нейтронов, образующихся в результате выгорания топлива, в котором  $\eta$  есть среднее число вторичных нейтронов, выделяющихся на один захваченный ядром топлива нейтрон. Второй член определяет размножение быстрых нейтронов в результате непосредственного деления ядер сырья ( $U^{238}$  или  $Th^{232}$ ); здесь  $f$  – количество разделившихся ядер сырья на 1 нейтрон, захваченный в горючем,  $\nu$  – среднее число нейтронов, испускаемых при делении одного ядра сырья. Наконец, третий член выражает потери нейтронов (на 1 захваченный в топливе нейтрон) в результате поглощения в конструкционных материалах, теплоносителе, замедлителе, вылета нейтронов наружу и т.д. В тепловых нейтронах первый член обычно мало превышает единицу, второй член незначителен, а третий член может вносить заметный вклад из-за малой относительной концентрации ядерного горючего. В результате коэффициент воспроизводства  $k$  в реакторах на  $U^{235}$  или  $Pu^{239}$  всегда оказывается меньше 1 (0,6–0,8). Иная ситуация имеет место в реакторах на быстрых нейтронах – «быстрых» реакторах. Величина  $(\eta - 1)$  для реакции с быстрыми нейтронами значительно больше, чем для тепловых реакторов; второй член также возрастает, а третий член, напротив, уменьшается. В результате коэффициент воспроизводства в быстрых реакторах может

существенно превышать 1; при этом имеет место расширенное воспроизводство ядерного топлива. В некоторых реакторах на  $Pu^{239}$  величина  $k$  приближается к 2.

При  $k > 1$  все имеющееся ядерное сырье может быть переработано в ядерное топливо независимо от первоначального запаса горючего. Процесс расширенного воспроизводства ядерного топлива можно охарактеризовать также скоростью накопления нового горючего или «временем удвоения»  $T_2$ , за которое первоначальное количество горючего удвоится. Для реальных промышленных реакторов это время составляет 5–10 лет. Помимо «физического», используется также «экономический» коэффициент воспроизводства, при определении которого прибыль ядерного топлива относится только к количеству выгоревшего топлива; эта величина служит мерой оценки экономической эффективности топливного цикла реактора.

В реакторах–размножителях, действие которых основано на изложенных выше принципах, осуществляется процесс расширенного воспроизводства ядерного горючего – коэффициент воспроизводства превышает 1. Реактор, работающий по замкнутому топливному циклу, в котором выгорающее и образующееся горючее – одного сорта, называется «бридером». Обычно в качестве горючего в них применяются  $Pu^{239}$  или  $U^{233}$  в сочетании с исходным ядерным сырьем в виде  $U^{238}$  или  $Th^{232}$ . Реактор, в котором образующееся горючее отличается от выгорающего, называется «конвертором» (например, реактор на обогащенном уране). Уран-238 перерабатывается в плутоний только в бридере на быстрых нейтронах, поскольку в тепловых реакторах на плутонии коэффициент воспроизводства горючего практически не превышает 1. Переработка тория-232 в ядерное горючее может осуществляться как на быстрых, так и на тепловых реакторах. Однако применение быстрых реакторов обладает тем преимуществом, что в них достигается больший коэффициент воспроизводства по сравнению с тепловыми реакторами.

Каждый ядерный реактор характеризуется определенной системой «критических размеров» – параметров активной зоны, обеспечивающих самоподдерживающую «стационарную» цепную реакцию. При изменении размеров системы изменяется условие баланса между образующимися в реакторе и поглощаемыми и уходящими наружу нейтронами. Поскольку площадь поверхности пропорциональна квадрату линейных размеров, а объем системы – их кубу, то с ростом размеров отношение поверхности к объему уменьшается, и относительная величина «утечки» нейтронов снижается. При определенном «критическом объеме» обеспечивается необходимый баланс нейтронов. При сферической форме системы можно использовать «критический радиус», при цилиндрической форме – критическими радиусом и высотой. Кроме того, размеры системы должны превосходить средний пробег нейтронов от места рождения до поглощения, поэтому критический размер реактора существенно зависит от его конструкции и рода горючего и замедлителя.

Поскольку, например, графит характеризуется большой «длиной замедления», то графитовые реакторы имеют наибольший критический размер среди тепловых реакторов. Напротив, водяной реактор (замедлитель – простая вода) характеризуется минимальными критическими размерами. Применение обогащенного урана вместо природного позволяет повысить выход нейтронов и тем самым уменьшить критические размеры реактора. Минимизация размеров достигается в «быстрых» реакторах благодаря отсутствию замедлителя и увеличению концентрации делящихся атомов. Применение отражателя нейтронов, окружающего активную зону, также позволяет уменьшить размер реактора. Например, размеры графитового реактора на естественном уране достигают 150 см × 190 см, водяного реактора на обогащенном уране – 40 см × 50 см, а плутониевого быстрого реактора (цилиндрической формы) – 6,5 и 13 см.

В системе, имеющей критические размеры, содержится определенная «критическая масса» («критмасса») ядерного горючего. При заданной концентрации горючего «критмасса» определяется критическими размерами реактора. Однако можно подобрать концентрацию горючего, при которой заданные размеры оказываются критическими, при этом критмасса определяется интегрированием по объему системы. С увеличением размеров системы критическая масса быстро возрастает; она зависит также и от формы системы, определяющей отношение поверхности к объему, причем минимальную критическую массу имеет сферическая система. Применение отражателей позволяет уменьшить критическую массу. При сборке реактора необходимо тщательно контролировать приближение к критической массе во избежание неожиданного «разгона» реактора (начала самоускоряющейся цепной реакции); контроль осуществляется с помощью счетчика нейтронов. Количество горючего, загруженного в реактор перед его пуском – «критическая загрузка» – всегда делается несколько больше критической массы для обеспечения возможности регулирования режима реактора и некоторых других целей. При этом система поддерживается в критическом или «слабо надкритическом» состоянии путем введения поглотителей в виде стержней из бора или кадмия, число которых можно изменять. Критическая масса для графитового реактора на естественном уране (первого советского исследовательского реактора) составляла 315 кг, для водяного реактора на обогащенном (до 14 %) уране – всего 0,8 кг; для быстрых (плутониевых) реакторов при отсутствии отражателя критическая масса составляет около 16 кг, а при наличии отражателя – около 6 кг.

По назначению и мощности ядерные реакторы можно распределить по следующим группам:

- 1) «экспериментальные» реакторы с мощностью несколько кВт, предназначенные для определения различных технических параметров, необходимых для оптимизации конструкции и рациональной эксплуатации реакторов;

2) «исследовательские» реакторы с мощностью не более 100 МВт (выделяемая энергия обычно не используется), создающие мощные потоки нейтронов и  $\gamma$  – квантов, которые затем используются для проведения разнообразных исследований в области физического материаловедения, ядерной физики, радиационной химии и биологии («радиобиологии»), для проведения испытаний материалов, предназначенных для работы в специальных условиях (например, при наличии мощных потоков ионизирующих измерений), и т. д.;

3) «изотопные реакторы», которые создают потоки нейтронов, используемые для получения изотопов, например,  $H^3$  и  $Pu$ ;

4) «энергетические» реакторы с мощностью до 5 ГВт, в которых выделяемая энергия отводится из активной зоны и используется для выработки электроэнергии, теплофикации, опреснения морской воды и т. д.

Совокупность методов преобразования ядерной энергии в электрическую и тепловую образует особую область науки и техники – «ядерную энергетику».

Впечатляющие достижения ядерной энергетики и ее грандиозные перспективы описаны в огромном количестве специальных и научно – популярных книг и статей, постоянно освящаются в периодической печати. Поэтому мы упомянем здесь лишь некоторые направления ядерной энергетики. Ее основу образуют «атомные электростанции» – АЭС (точнее «ядерные» электростанции). Источником энергии на АЭС служит ядерный реактор, в котором выделяется тепловая энергия, затем преобразующаяся в электрическую такими же методами, как и на обычных тепловых электростанциях. Развитие сети АЭС чрезвычайно актуально в настоящее время, когда растущее потребление энергии уже не может быть надежно обеспечено только за счет запасов органического топлива (угля, нефти, газа, торфа), которые хотя и велики, но ограничены. Кроме того, эти запасы распределены по огромной территории страны весьма неравномерно, что создает большие проблемы, связанные с передачей электроэнергии на большие расстояния. АЭС может быть установлена в любом месте территории и не нуждается в подводе топлива. По этим причинам ядерной энергетике уделено большое внимание в планах развития народного хозяйства страны на будущие годы. На АЭС используются как «тепловые», так и «быстрые» реакторы; из реакторов первого типа наибольшее распространение получили «водяно-водяные» реакторы, в которых замедлителем и теплоносителем служит обычная вода. Однако с точки зрения рационального использования природного ядерного топлива более перспективны «быстрые» реакторы, в которых осуществлен принцип расчищенного воспроизводства ядерного горючего. Мощность современных АЭС, как на медленных, так и на быстрых нейтронах превышает  $10^9$  Вт. Исследования ведутся в направлении совершенствования параметров активной зоны реактора, рационального выбора теплоносителей и т. д.

Помимо АЭС, ядерные реакторы используются также для энергоснабжения установок для отопления и горячего водоснабжения



(«атомные теплоэнергоцентралы»), опреснения морской воды, получения новых видов химической продукции и т. д. Ядерные реакторы являются основой силовых установок на кораблях (атомный ледокол «Ленин», атомные подводные лодки, атомные подводные корабли и т. д.) и могут быть использованы в «ядерных» ракетных двигателях (ЯРД) для космических летательных аппаратов.

Принцип нагрева плазмы лазерным лучом заключается в том, что мощное кратковременное излучение лазера, сфокусированное на поверхность мишени, вызывает быстрый нагрев и его перевод в состояние плазмы. При высокой плотности в слое мишени возникает высокое давление, которое сжимает внутренние области мишени, интенсивно нагревая за счет работы сил сжатия. Использование эффекта сжатия позволяет значительно повысить величину критерия Лоусона и тем самым увеличить энергетический выход реакции. Энергия лазерного импульса составляет 1 кДж при длительности импульса 1 нс. При сравнительно низких КПД лазер затрудняет обеспечение положительного энергетического баланса термоядерного синтеза. Проблема заключается не только в повышении КПД лазеров, но и в изменении хода реакции таким образом, чтобы энергия излучения лазера использовалась только для частичного поддержания реакции в большом плазменном объеме, или же использования принципа поджига реакции в большом объеме за счет энергии реакции, инициированной в малом объеме лазерным излучением. Поэтому в настоящее время решение проблем лазерного термоядерного синтеза осуществляется в разных направлениях: поиск оптимальных систем лазер – мишень, увеличение КПД лазерных установок при проведении конкретных технических и технологических разработок, связанных с созданием лазерных термоядерных электростанций. На пути создания технически приемлемых термоядерных установок имеются еще трудности, относящиеся к проблеме неустойчивости плазмы, а также проблемы «примесей». Даже незначительное присутствие «чужеродных» атомов с большим  $z$  приводит к резкому усилению электромагнитного излучения плазмы и возрастанию энергетических потерь. Такая недопустимая концентрация, например, для вольфрама или молибдена составляет порядка 0,1 %. Потому для обеспечения «чистой» плазмы требуется комплекс мероприятий по совершенствованию вакуумных установок, использованию специальных (тугоплавких, труднораспыляемых) материалов для конструкционных деталей, применение ловушек для «примесей» и т.д. В настоящее время приближение к зоне значений  $n\tau$  и  $T$ , удовлетворяющих критерию Лоусона, осуществляется широким фронтом, поскольку создание таких термоядерных установок может решить глобальные проблемы энергообеспечения в будущем с учетом охраны окружающей среды от загрязнения радиоактивными отходами.

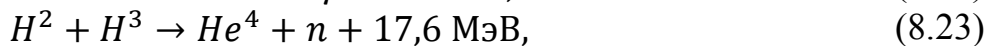
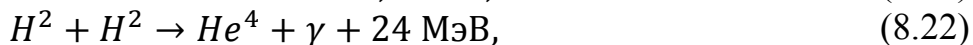
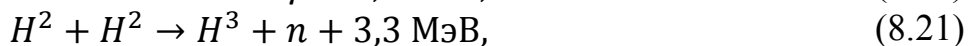
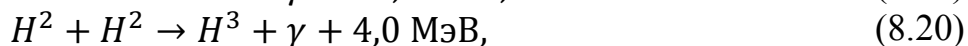
## 8.4 Термоядерный синтез

Наряду с большими преимуществами ядерных энергетических установок их эксплуатация создаёт ряд сложных проблем. Главной из них является проблема «захоронения» больших количеств жидких и твёрдых радиоактивных отходов; в их состав входят, в частности, теплоноситель, дезактивационные растворы, вода бассейнов выдержки отработавших ТВЭЛов, виды специальных прачечных и пунктов дезактивации оборудования и т. д. За год работы на АЭС образуется до  $1,5 \text{ м}^3$  жидких радиоактивных отходов на каждый 1 МВт мощности реакторов. Работам в направлении разработки экономичных и надёжных способов захоронения таких больших количеств радиоактивных веществ уделяется в настоящее время большое внимание, однако эту проблему ещё нельзя считать полностью решённой. Кроме того, запасы природного урана также ограничены. Все эти проблемы могут быть в принципе устранены после решения проблемы осуществления «управляемого термоядерного синтеза», что позволит создать практически неисчерпаемые источники энергии на «термоядерных электростанциях». Эта возможность основана на специфических особенностях «термоядерных реакций» – реакций синтеза тяжёлых ядер из более лёгких, т. е. обратных по отношению к рассмотренным выше реакциям деления тяжёлых ядер.

Как уже упоминалось выше, лёгкие ядра –  $H^2$ ,  $He^4$ ,  $Li^6$  – являются «плотными» по сравнению с тяжёлыми ядрами, поскольку их энергия связи (в расчете на 1 нуклон) больше. Поэтому, при объединении лёгких ядер в более тяжёлые должна выделяться значительная энергия (имеются, однако, и некоторые исключения: ввиду особой прочности связи ядра  ${}^2_2He^4$  –  $\alpha$ -частицы реакция деления  $B^{11} + p \rightarrow {}^3_2He^4 + 8,6 \text{ МэВ}$  является экзотермической, как в случае деления тяжёлых ядер). Однако такому объединению препятствует кулоновское отталкивание положительно заряженных ядер; поэтому для сближения ядер на расстояние, при котором проявится более сильное «ядерное» притяжение между нуклонами, кинетическая энергия относительного движения частиц должна быть очень большой. Несложные оценки показывают, что эта энергия соответствует температурам порядка  $10^7 \text{ К}$  и выше; поэтому реакции синтеза тяжёлых ядер из более лёгких получили название «термоядерных». Характерной особенностью таких реакций является «самоускорение»: если в каком-либо объёме вещества начиналась термоядерная реакция, то ввиду большого энерговыделения температура в этом объёме повышалась, но это приводит к ускорению синтеза и ещё большему энерговыделению, и т. д. За короткое время температура повышается настолько, что существование «вещества» становится невозможным – образуется «высокотемпературная плазма», причём быстрое повышение давления в результате нагрева создаёт в окружающем пространстве мощную ударную волну. Такова упрощённая картина «термоядерного взрыва», возникающего в термоядерных (или «водородных») бомбах в результате развития неуправляемой термоядерной реакции. При таком взрыве обычно

выделяется энергия порядка  $10^{17}$  Дж, что превышает недельную выработку электроэнергии на всём земном шаре и сравнимо с энергией землетрясений и ураганов. Очевидна перспективность использования столь колоссальной энергии в мирных целях; для этого ходу термоядерной реакции необходимо придать управляемый характер (см. ниже).

Приведём некоторые типичные схемы термоядерных реакций (с указанием их теплового эффекта):



Учитывая большое различие масс ядер урана и водорода, нетрудно видеть, что выделение энергии на единицу массы топлива в этих реакциях значительно выше, чем в реакции деления ядра урана. Кроме того, термоядерное топливо является чрезвычайно легко доступным: водород в практически неограниченном количестве содержится в воде Мирового океана, и его запасов хватило бы, во всяком случае, до тех пор, пока не был бы открыт новый источник энергии. В этом заключается перспективность использования термоядерной энергии в мирных целях. Однако этому препятствует трудность придания термоядерной реакции управляемого характера, поэтому этот вид энергии пока используется лишь в виде энергии взрыва, как было описано выше; в термоядерной бомбе основную роль играют реакции (8.23), (8.21), (8.22).

Ввиду чрезвычайно высоких температур, необходимых для осуществления термоядерных реакций, в земных условиях они осуществимы лишь в упомянутых термоядерных бомбах, в которых нужная температура создаётся с помощью вспомогательного «атомного запала» – ядерной бомбы небольшой мощности, и в лабораторных условиях (см. ниже). Однако в недрах «горячих» небесных тел – Солнца и звёзд – эти реакции протекают весьма интенсивно и служат, во-первых, источником их энергии, покрывающим потери на излучение, и во-вторых, в качестве механизма «нуклеогенеза», т. е. образования ядер тяжёлых элементов из самых лёгких ядер – протонов. В нормальных «гомогенных» звёздах, к которым относится и Солнце, основным процессом энерговыделения является «выгорание водорода в гелий», т. е. образование ядра  $He^4$  из 4 протонов; при этом выделяются такие элементарные частицы высоких энергий – позитроны ( $e^+$  – античастица электрона  $e^-$ ),  $\gamma$ -кванты и нейтрино ( $\nu$ ) (см. гл. 9). Это превращение может идти двумя путями – по схемам «водородного» или «углеродного» циклов. Соответствующие схемы представлены ниже, указаны характерные времена реакций и величины энерговыделения (в скобках указана энергия, которую уносят нейтрино).

### Водородный цикл

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Среднее время реакции
$p + p \rightarrow D + e^+ + \nu$	$2 \times 0,164 + (2 \times 0,257)$	$1,4 \times 10^{10}$ л
$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	$2 \times 1,02$	–
$p + D \rightarrow He^3 + \gamma$	$2 \times 5,49$	5,7 с
$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + 2p$	12,35	$10^6$ л
Итого $4p \rightarrow He^4 + 2e^2$	$26,21 + (0,514)$	

### Углеродный цикл

Реакция	Энерговыделение, МэВ	Среднее время реакции
$p + C^{12} \rightarrow N^{13} + \gamma$	1,95	$1,3 \times 10^7$ л
$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$	1,50 (0,72)	7,0 мин
$p + C^{13} \rightarrow N^{14} + \gamma$	7,54	$2,7 \times 10^6$ л
$p + N^{14} \rightarrow O^{15} + \gamma$	7,35	$3,3 \times 10^8$ л
$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu$	1,73 + (0,98)	82 с
$p + N^{15} \rightarrow C^{12} + He^4$	4,96	$1,1 \times 10^5$ л
Итого $4p \rightarrow He^4 + 2e^+$	$25,03 + (1,70)$	

Первые три реакции входят в полный цикл дважды. Времена реакций рассчитывались для температуры в центре Солнца  $13\text{--}16 \times 10^6$  К и плотности водорода  $100 \text{ г/см}^3$ . Ядро  $C^{12}$  в углеродном цикле играет роль катализатора реакции. Для сравнительно «холодных» звёзд типа Солнца основную роль в выделении энергии играет водородный (или  $pp$  –) цикл, для более «горячих» звёзд большой светимости – углеродный цикл. Водородный цикл, в зависимости от концентрации гелия и температуры, может проходить в трёх вариантах: при температуре выше указанных реакция  $He^3 + He^3$  заменяется следующей последовательностью:  $He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$ ,  $Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \gamma$ ,  $p + Li^7 + 2He^4$ , а при ещё более высоких температурах получается следующая цепь превращений:  $He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$ ,  $p + Be^7 \rightarrow B^8 + \gamma$ ,  $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu$ ,  $Be^8 \rightarrow 2He^4$ . При значительно более высоких плотностях и температурах, имеющих место в звёздах-гигантах с плотными ядрами, обеднёнными водородом, преобладают гелиевый и неоновый циклы. Начиная с  $T \approx 2 \times 10^8$  К, идёт «процесс Солпитера»:  $3He^3 \rightarrow C^{12} + \gamma_1 + \gamma_2 + 7,3 \text{ МэВ}$ , а затем следуют процессы «нуклеогенеза»:  $C^{12} + He^4 \rightarrow O^{16} + \gamma$ ,  $O^{16} + He^4 \rightarrow Ne^{20} + \gamma$ . Образование тяжёлых ядер является предпосылкой возникновения органических молекул и тем самым – жизни во Вселенной. При контактировании продуктов реакций гелиевого цикла с ядрами водорода осуществляется неоновый цикл, в котором ядро  $Ne^{20}$  играет роль катализатора процесса выгорания водорода в гелий. Последовательность реакций аналогична углеродному циклу, с заменой ядер  $C^{12}$ ,  $N^{13}$ ,  $C^{13}$ ,  $N^{14}$ ,  $O^{15}$ ,  $N^{15}$  на  $Ne^{20}$ ,  $Na^{21}$ ,  $Ne^{21}$ ,  $Na^{22}$ ,  $Na^{23}$ ,  $Mg^{23}$ , соответственно.

Одно из промежуточных ядер этого цикла –  $Ne^{21}$  – может служить источником нейтронов, согласно схеме реакции:  $Ne^{21} + He^4 \rightarrow Mg^{24} + n$ . Последующий цепной процесс «захвата» нейтронов, чередующийся с актами  $\beta$  – распада, может служить механизмом синтеза всё более тяжёлых ядер. Таким

образом, неоновый цикл, не являясь мощным источником энерговыделения, играет определяющую роль в нуклеогенезе на соответствующих стадиях эволюции звёзд. Процессы, входящие в водородный и углеродный циклы, являются чрезвычайно медленными, как это видно из указанных времён реакций; поэтому средняя мощность энерговыделения на 1 кг массы в них ничтожно мала. Например, для Солнца средняя выделяемая мощность на 1 кг равна  $2 \times 10^{-7}$  Вт, что значительно меньше мощности, выделяемой при обмене веществ в живом организме. Однако ввиду огромной массы Солнца ( $2 \times 10^{30}$  кг) полная излучаемая им мощность оказывается очень большой –  $4 \times 10^{26}$  Вт, и её небольшой доли достаточно, чтобы сыграть решающую роль в формировании климатических условий и жизни на Земле.

Рассмотрим теперь некоторые аспекты проблемы использования энергии термоядерных реакций в мирных целях – проблемы «управляемого термоядерного синтеза». В земных условиях применение чрезвычайно медленных реакций, входящих в водородный и углеродный циклы, совершенно нецелесообразно, и следует использовать указанные выше реакции (8.20), (8.21), (8.23) между изотопами водорода, которые протекают значительно быстрее, особенно (8.23). Однако тритий радиоактивен ( $T_{1/2} = 12,5$  л) и не встречается в природе, поэтому для работы термоядерного реактора необходимо предусмотреть возможность воспроизводства трития. Для этого можно, например, окружить активную зону реактора слоем мелкого изотопа лития  $Li^6$ , который при облучении нейтронами распадается по схеме:



Поскольку вероятность термоядерных реакций всегда меньше вероятности процессов атомных столкновений, то реакцию синтеза следует осуществлять только в полностью ионизованной плазме, в которой процессы ионизации и возбуждения отсутствуют, а температура должна составлять  $10^7$ – $10^8$  К. Обеспечение таких условий представляет собой чрезвычайно сложную техническую проблему.

В термоядерном реакторе должны соблюдаться некоторые общие условия, независимо от его конструкции и мощности. Наряду с поступлением топлива – горячей смеси дейтерия и трития – в реакторе имеют место потери на электромагнитное излучение плазмы и «утечка» некоторой части «рабочих» ядер за пределы системы. Пусть плазма имеет концентрацию частиц («плотность»)  $n$  и находится при температуре  $T$ , а  $\tau$  – среднее «время удержания» частиц в реакторе, т. е. за 1 с из единицы объёма плазмы в среднем уходит  $n/\tau$  частиц обоих знаков. Тогда в стационарном режиме в реактор должно поступать («инжектироваться») столько же частиц, а для покрытия энергетических потерь топливо должно подаваться с большей энергией, чем энергия «уходящего» потока частиц. Коэффициент преобразования энергии всех видов, выделяющейся в реакторе, в электрическую энергию называется коэффициентом полезного действия (КПД)  $\eta$ . Стационарное уравнение баланса энергии при нулевой полезной мощности имеет вид:

$$\eta(P_0 + P_2 + P_t) = P_2 + P_t, \quad (8.26)$$

где  $P_0$ ,  $P_2$  и  $P_t$  – мощности ядерного энерговыделения, потока излучения и потока «ускользающих» частиц, соответственно. Если левая часть равенства становится больше правой, то реактор вырабатывает полезную электрическую мощность и, следовательно, работает как «термоядерная электростанция». Величины  $P_0$ ,  $P_2$  и  $P_t$  известным способом зависят от температуры, поэтому из уравнения (8.26) можно вычислить произведение

$$n\tau = f(T), \quad (8.27)$$

где  $f(T)$  полностью определяется выбранным сортом топлива и величиной КПД

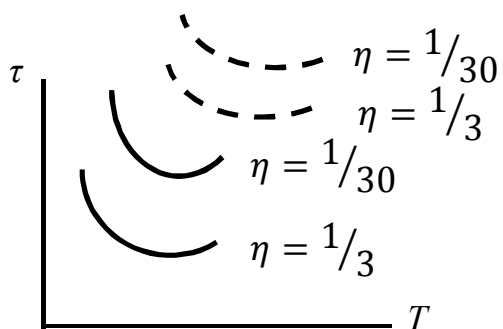


Рисунок 8.1

На рисунке 8.1 показаны эти зависимости для реакций  $(d, \alpha)$  (8.21) и  $(d, t)$  (8.23) при двух значениях КПД. Если величины  $n\tau$  для данной установки выше кривой  $f(T)$ , то установка генерирует энергию. При  $\eta = \frac{1}{3}$  минимум на кривых рисунка 8.1, соответствующий оптимальному режиму работы реактора, отвечает условию, которое называется «критерием Лоусона»:

$$\begin{aligned} (d, \alpha): n\tau &\geq 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, \quad T \sim 10^9 \text{ К}, \\ (d, t): n\tau &\geq 10^{14} \text{ с}, \quad T \sim 2 \cdot 10^8 \text{ К}. \end{aligned} \quad (8.28)$$

Таким образом, температура плазмы должна быть порядка 200 миллионов кельвинов даже при нормальных условиях, а при плотности плазмы  $n \sim 10^{24} \text{ см}^{-3}$  необходимо обеспечить и «время удержания» плазмы не менее нескольких наносекунд. При более низких температурах придётся создавать большие значения параметра  $n\tau$ .

При разработке способов создания необходимых температур и времени удержания плазмы прорабатываются два варианта – «стационарные» и «быстродействующие» системы. Стационарные системы основаны на термоизоляции плазмы в «магнитных ловушках». При  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $T \sim 10^8 \text{ К}$  достигается энергетический выход порядка  $10^5 \text{ кВт/м}^3$  при использовании реакции  $(d, t)$ . Для реактора с мощностью  $10^6$ – $10^7 \text{ кВт}$  (что типично для современных больших электростанций) размеры реактора должны составлять  $10$ – $100 \text{ м}^3$ , что вполне применимо с технической точки зрения, и остаётся лишь найти способ удержания горячей плазмы в реакторе. Изоляция плазмы с помощью «стенок» совершенно исключена при огромных диффузионных потоках частиц у горячей зоны при указанных  $n$  и  $T$ . Поэтому наиболее перспективна идея удержания плазмы с помощью магнитного поля, в котором коэффициенты тепло- и массопереноса в направлении поперёк поля резко уменьшаются с ростом напряжённости поля. Существуют различные конструкции, в которых реализуется этот эффект: «открытые» (или «зеркальные») магнитные ловушки, «замкнутые» ловушки («токамаки», «стеллараторы») и установки импульсного действия («z – и  $\theta$  – пинеч»). Для

стационарной работы любой из этих систем необходимо «подавить» многочисленные источники неустойчивости плазмы; задача обеспечения стабильных плазменных конфигураций полностью ещё не решена.

Указанные трудности можно обойти в быстродействующих смесях с инерционным удержанием, в которых ядерное горючее сжигается за очень короткое время, когда плазма просто не успевает разлететься; при этом, согласно критерию (8.28), плотность плазмы должна быть чрезвычайно высокой, и возникает опасность «взрывной термоядерной реакции». Во избежание этого топливо должно готовиться в виде мельчайших крупинок (1–2 мм) смеси дейтерия и трития и инжектироваться в реактор перед каждым «тактом» его рабочего цикла. Решение этой проблемы возможно на основе применения интенсивных лазерных или ионных пучков, способных создавать высокую концентрацию энергии в очень малых объёмах.

Кроме того перспективы использования лазеров для локального нагрева плазмы с целью создания управляемого термоядерного синтеза обусловлены отсутствием проблемы загрязнения плазмы ввиду возможности бесконтактного её нагрева, возможностью создания больших концентраций мощности в малых объёмах плазмы благодаря острой направленности лазерного луча, а также высокой эффективностью поглощения лазерного излучения плотной плазмой.

## ГЛАВА 9 ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

### 9.1 Основные свойства элементарных частиц

На протяжении всего курса мы не раз встречались с разнообразными мельчайшими частицами материи – атомами и молекулами, атомными ядрами и электронами, протонами, нейтронами, позитронами и т.д. Эти частицы имеют размеры «атомных» масштабов – порядка  $10^{-10}$  м и меньше. Из них некоторые определённо являются «составными», т. е. образованы из других частиц, так называемых «структурных кирпичиков», например, атомных ядер. Другие частицы не могут быть представлены таким образом, хотя, несомненно, обладают сложной, ещё полностью не изученной, внутренней структурой; они называются «элементарными частицами». К числу их, помимо упомянутых выше электрона, протона, нейтрона, нейтрино и соответствующих «античастиц», относят также «фотон» – квант электромагнитного поля. В современных физических теориях «элементарные частицы» вообще являются квантами различных «полей», соответствующих тому или иному виду «взаимодействия» в природе. Вопрос о дальнейшей «неразложимости» элементарных частиц является фундаментальной проблемой физики, пока ещё далёкой от решения. Поэтому название «элементарные частицы» является в значительной мере условным; в практическом смысле под этим термином следует подразумевать все мельчайшие частицы материи с размером порядка  $10^{-15}$  м, за исключением атомов и атомных ядер, с  $z > 1$ . За последние годы было обнаружено весьма большое количество таких частиц, например, «странные» частицы –  $k$ -мезоны и гипероны, «очарованные» частицы, «тяжёлые лептоны» и «резонансы» и т. д. В настоящее время известно более 350 элементарных частиц, причём большинство из них нестабильно и распадается по той или иной схеме; для некоторых частиц возможны несколько схем распада. Типичным примером нестабильной частицы является нейтрон, который распадается по схеме:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad (9.1)$$

с образованием протона, электрона и антинейтрино, причём «период полураспада» составляет около 11,7 мин. Интересные свойства обнаруживает протон: в свободном состоянии он является стабильной частицей, а в ядре, находясь под воздействием других нуклонов, он испытывает превращение по схеме:

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu. \quad (9.2)$$

Этими превращениями обеспечатся рассмотренные в гл. 7 явления  $\beta^{+}$  и  $\beta^{-}$ -распад ядер, соответственно, число «элементарных» частиц продолжает возрастать и возможно, непременно велико. Все они обладают сложной внутренней структурой (см. ниже); кроме того, общим для всех этих частиц является то обстоятельство, что они являются специфическими формами существования материи, не ассоциированной в ядре и атоме (чтобы подчеркнуть это обстоятельство, эти частицы иногда называют



«безъядерными»). В то же время предполагается, что некоторые частицы действительно могут быть простыми, «первичными» элементами материи; их называют «истинно элементарными» частицами. Мощным «естественным» источником элементарных частиц являются «космические лучи» – поток частиц чрезвычайно высоких энергий, приходящий на Землю из космоса. Именно в космических лучах была открыта первая «античастица» – позитрон («антиэлектрон»), пионы,  $k$ -мезоны («каоны») и многие другие частицы. Свойства космических лучей будут рассмотрены ниже, в п. 9.2. Энергии космических частиц пока недостижимы в лабораторных установках – «ускорителях» заряженных частиц (см. п. 9.3.). Однако возможность целенаправленной постановки эксперимента в поисках новых частиц, существование которых может быть предсказано современной теорией («квантовой теорией полей»), является, разумеется, большим преимуществом ускорителей. Поэтому в настоящее время ускорители стали основным средством изучения элементарных частиц. Применение более высоких энергий позволяет исследовать взаимодействие частиц на меньших расстояниях, т. е. проникать «вглубь» материи. Современные ускорители позволяют достигать энергий порядка 100 ГэВ, т. е. примерно  $10^{-8}$  Дж. Несложная оценка по формуле  $U = e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$  для энергий электростатического взаимодействия (см. гл. 2) показывает, что указанному значению  $U$  соответствует расстояние  $r \sim 10^{-18}$  м, разумеется эта оценка является грубо приближённой, поскольку имеются и другие виды взаимодействия (см. ниже), однако она иллюстрирует современный уровень проникновения знаний в глубины материи. Кроме того, применение ускорителей позволяет осуществлять более разнообразные превращения частиц, и тем самым открывать новые частицы, в частности, тяжёлые античастицы и устойчивые «резонансы», которые, естественно, не могут наблюдаться в составе космических лучей. Современная физика элементарных частиц – это преимущественно «физика высоких энергий».

У большинства элементарных частиц масса порядка величины, близкой к массе протона, равной  $1,66 \times 10^{-27}$  кг, только электроны и позитроны имеют значительно меньшую массу  $\approx 9 \times 10^{-31}$  кг (кроме того, фотон и, возможно, нейтрино имеют нулевую массу покоя). Размеры протона, нейтрона и  $\pi$ -мезона (пиона), оценённые по экспериментальным данным, составляют порядка  $10^{-15}$  м, размеры электрона и  $\mu$ -мезона (мюона) точно не определены, однако известно, что они меньше  $10^{-17}$  м. Длина волны де Бройля для частиц высоких энергий, движущихся со скоростями, близкими к скорости света  $c$ , может быть оценена по формуле:

$$\lambda \sim \frac{h}{mc}, \quad (9.3)$$

где  $m$  – масса частицы. Обычный порядок этой величины –  $10^{-15}$  м, что совпадает с порядком радиуса сил взаимодействия между частицами. Поэтому «классический» подход к описанию свойств элементарных частиц принципиально неприемлем, и все они являются существенно «квантовомеханическими» объектами. Ряд физических характеристик

элементарных частиц имеет дискретные наборы значений, которые определяются соответственными «квантовыми числами», аналогично электрону в атоме (см. гл. 5).

Наиболее типичной особенностью элементарных частиц является их «взаимопревращаемость», т. е. способность рождаться или уничтожаться при взаимодействии с другими частицами, аналогично тому, как при изменении состояния электрона в силовом поле ядра рождается или уничтожается (т. е. испускается или поглощается) фотон. Поглощение и рождение частиц происходит в весьма разнообразных превращениях частиц. В частности, рождение и поглощение может происходить при столкновении частиц, например, по схеме



(рождение пиона при столкновении протонов), или



(«аннигиляция частицы и античастицы – электрона и позитрона»), при самопроизвольном распаде (часто называемом «радиоактивностью» частиц), например по схемам (9.1), (9.2) или



(распад пионов и каонов), и т. д. Своеобразный процесс, «обратный» по отношению к (9.5), наблюдается при прохождении «жестких»  $\gamma$ -квантов в поле тяжёлых ядер – уничтожение кванта и рождение пары «электрон – позитрон»



Вторым характерным свойством элементарных частиц является наличие различных видов взаимодействий между ними, например, два протона в атомном ядре одновременно находятся в трёх различных по интенсивности и физической природе взаимодействиях: «сильном», «электромагнитном» и «гравитационном». Лёгкие частицы часто также обнаруживают три вида взаимодействия: «электромагнитное», «слабое» и «гравитационное» (виды взаимодействия указаны в порядке убывания их силы). Таким образом, в природе существует четыре вида взаимодействия между частицами; проблема существования различных видов взаимодействий и возможности обнаружения новых их видов является одной из наиболее фундаментальных в физике. Гравитационное взаимодействие является универсальным и имеет место для всех без исключения элементарных частиц (поскольку все они имеют определённую массу). Ввиду чрезвычайной малости масс элементарных частиц гравитационное взаимодействие между ними является очень слабым даже на малых расстояниях порядка  $10^{-15}$  м; однако возможно, что на значительных расстояниях гравитационные силы играют важную роль (см. ниже). «Слабые» взаимодействия вызывают сравнительно медленно протекающие процессы. Примерами их проявления могут служить процессы  $\beta$ -распада (см. выше). Кроме того, «слабые» взаимодействия ответственны за медленные распады так называемых «квазистабильных» элементарных частиц с временем жизни порядка  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  с. Малость сил «слабого» взаимодействия иллюстрируется,

например, тем фактом, что нейтрино, обладающее (кроме гравитационного) только «слабым» взаимодействием может практически беспрепятственно проходить через толщу Земли и даже Солнца, образуя «нейтринный фон» во всей Вселенной. «Электромагнитное» взаимодействие, значительно более сильное, чем два предыдущих, возникает между частицами, обладающими «электрическим зарядом». У большинства «заряженных» элементарных частиц величина электрического заряда равна  $\pm e$ , где  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Дж («элементарный электрический заряд»), однако известны и частицы с зарядом  $\pm 2e$ . Электромагнитное взаимодействие играет очень важную роль в природе, обуславливая связь электронов в атомах и атомов в молекулах. Все «макроскопические» силы, проявляющиеся в «земных» условиях при взаимодействии тел, например, силы трения, силы упругости и т. д., имеют электромагнитную природу. Распространение («перенос») электромагнитного взаимодействия осуществляется движущимся электромагнитным полем – электромагнитной волной; свет – основной носитель информации, особенно об удалённых космических объектах – также имеет электромагнитную природу и представляет собой поток фотонов – частиц электромагнитного поля.

«Сильное» взаимодействие, как показывает само название, является наиболее интенсивным и обуславливает наиболее быстро протекающие процессы (с характерным временем  $10^{-23}$ – $10^{-24}$  с) в микромире. Большая сила связи, обусловленная этим взаимодействием, между нуклонами ядер (протонами и нейтронами) является причиной исключительной прочности ядер и выделения огромной «ядерной энергии» (энергии связи ядер) при их искусственном «делении». Порядок сил в различных типах взаимодействий можно приближённо охарактеризовать, приняв интенсивность «сильного» взаимодействия за 1 и задавшись определённой энергией процесса; например, при 1 ГэВ отношение интенсивностей взаимодействий в порядке их рассмотрения, проведённого выше, приблизительно равно:  $10^{-38} : 10^{-10} : 10^{-2} : 1$ . Относительная роль различных видов взаимодействий существенно зависит от энергии частиц, поэтому разделение видов взаимодействий по их «силе» с достаточной надёжностью осуществляется при не слишком высоких энергиях. Сохраняется ли такое деление при высоких энергиях, пока не выяснено; этот вопрос относится к наиболее фундаментальным в физике высоких энергий. В соответствии с проявлением тех или иных видов взаимодействий элементарные частицы классифицируют на «адроны» (тяжёлые частицы), участвующие во всех видах взаимодействий, включая «сильное», и «лептоны» («лёгкие» частицы), не вступающие в «сильное» взаимодействие. Обычно массы адронов по порядку величины близки к массе протона  $m_p$ , указанной выше; минимальной среди адронов массой обладает пион:  $m_\pi = \frac{1}{7} m_p \approx 270 m_e$ . Массы лептонов считались малыми по сравнению с  $m_p$ , однако в последнее время установлено существование «тяжёлых лептонов» с массой того же порядка, что и адронов (см. ниже). Фотон выделяется в отдельную группу, поскольку он не участвует ни в «сильных», ни в «слабых» взаимодействиях.

Общими характеристиками всех элементарных частиц являются масса ( $m$ ), время жизни ( $\tau$ ), спин (точнее, спиновое квантовое число)  $S$  и электрический заряд ( $Q$ ). Как уже указывалось раньше, для некоторых частиц вводят и другие, специфические характеристики – «барионный заряд», «странность», «очарование» и т. д. Этот вопрос связан со свойствами симметрии элементарных частиц и рассматривается квантовой теорией; мы не будем останавливаться здесь на этом весьма сложном вопросе, с которым инженер, специализирующийся в области ядерных исследований, может ознакомиться более подробно путём изучения обширной специальной литературы.

«Спектр масс» элементарных частиц является весьма широким; наблюдаемые значения масс пока ещё не могут быть точно предсказаны теоретически. Обычно массы выражают в энергетических единицах (МэВ) на основе упомянутого в гл. 5 соотношения, устанавливаемого в теории относительности:  $m = E/c^2$ . Например, масса электрона равна 0,511 МэВ, протона – 938,28 МэВ, нейтрона – 939,57 МэВ, и т. д. Масса покоя нейтрино трёх известных типов («электронного»  $\nu_e$ , возникающего при  $\beta$ -распаде, «мюонного»  $\nu_\mu$ , возникающего при распаде пионов, и «таонного»  $\nu_\tau$ ) меньше  $3 \times 10^{-5}$ ; 0,4 и 600 МэВ, соответственно, и, возможно, равны нулю (в соответствии с теорией относительности, частицы с нулевой массой покоя существуют только в состоянии движения со скоростью  $c$  – максимальной скоростью распространения взаимодействия в природе). Помимо нейтрино и электронов к лептонам относят также  $\mu^+$ -мюоны с массой 105,66 МэВ ( $207m_e$ ) и тяжёлые лептоны  $\tau^\pm$  с массой 1 900 МэВ, т. е. примерно в два раза тяжелее протона. Среди адронов выделяют «мезоны» и «барионы» (см. ниже); массы мезонов составляют от 139,57 МэВ и 134,96 МэВ для  $\pi^\pm$  и  $\pi^0$ -мезонов (пионов), соответственно, до 1940 МэВ для нестабильных  $s^\pm$ ,  $s^0$ -мезонов; для некоторых чрезвычайно «короткоживущих» мезонов («ипсилон»-частиц) масса достигает порядка  $10m_p$  – 9 410 МэВ и 10 060 МэВ, и эти частицы пока являются рекордсменами – «тяжеловесами» в микромире. Барионы имеют массы от  $m_p$ , указанный выше, примерно до 1 500–2 000 МэВ (например, для  $\Sigma^\pm$  и  $\Sigma^0$  – гиперонов массы составляют от 1 189 МэВ до 1 197 МэВ); некоторые очень стабильные  $\Sigma$ -барионы имеют массу около 2 460 МэВ.

«Время жизни» элементарных частиц также варьирует в весьма широких пределах; в зависимости от порядка его величины различают «стабильные», «квазистабильные» и «нестабильные» («резонансы») элементарные частицы. Стабильными являются электрон ( $\tau > 5 \times 10^{21}$  лет), свободный протон ( $\tau > 2 \times 10^{30}$  лет), фотон и нейтрино. «Квазистабильные» частицы распадаются за счёт электромагнитных и слабых взаимодействий, и их время жизни превышает  $10^{-20}$  с. Среди них наиболее долгоживущим является нейтрон с  $\tau \sim 1\,000$  с. «Мюон» ( $\mu^\pm$ -мюон) имеет время жизни  $2,2 \times 10^{-6}$  с относительно системы отсчёта, в которой он покоится; при движении мюона, например, относительно Земли со скоростью, близкой к  $c$ , его «наблюдаемое» время жизни существенно возрастает согласно известной формуле теории

относительности  $\tau' = \tau_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ , поэтому «пробег» космических мезонов в

земной атмосфере составляет не  $\tau \approx 0,7$  км, а в десятки раз больше (см п. 9.2). Время жизни пионов  $\pi^\pm$  – примерно  $2,6 \times 10^{-8}$  с, а  $\pi^0$  –  $0,8 \times 10^{-16}$  с; схема распада пионов  $\pi^\pm$  была указана выше,  $\pi^0$  распадается на два фотона:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (9.9)$$

«Каоны» ( $k$ -мезоны) имеют время жизни порядка  $10^{-8}$  с. Среди барионов квазистабильными являются  $\Lambda$  – гиперон ( $\tau \approx 2,58 \times 10^{-10}$  с),  $\Sigma^\pm$  ( $\tau \sim 10^{-10}$  с) и  $\Sigma^0$  ( $\tau < 10^{-14}$  с) – гипероны,  $\Xi^0$  и  $\Xi^-$  (кси-гипероны) с  $\tau \approx 2,96 \times 10^{-10}$  с и  $1,65 \times 10^{-10}$  с, соответственно, и  $\lambda$ -гипероны ( $\tau = 1,3 \times 10^{-10}$  с).

Все остальные элементарные частицы, составляющие таким образом, подавляющее большинство, являются нестабильными и распадаются за счёт сильных взаимодействий с характерным временем  $10^{-23}$ – $10^{-24}$  с. Вместо  $\tau$  для этих «резонансных» частиц обычно указывают «ширину резонанса» (в МэВ)

$$\Gamma = \hbar / 2\pi\tau. \quad (9.10)$$

Эта величина варьирует в сравнительно небольших пределах и обычно составляет приблизительно 100–200 МэВ. В некоторых случаях эта величина достигает 300 ( $N_s$ -барионы) и 400 ( $\rho'$ -мезоны) МэВ; для наиболее «долгоживущих» резонансов  $\Gamma$  составляет 4 МэВ ( $\phi$ -мезоны), 16 МэВ ( $\Lambda_2$ -барионы), 50 МэВ ( $k^*$ -гипероны), и т. д.

Спин элементарной частицы может быть равен нулю или же целому или полуцелому кратному от величины  $\hbar = h / 2\pi$  ( $\approx 1,05 \times 10^{-34}$  Дж); спин обычно выражается в единицах  $\hbar$  и представляет собой в этом случае «спиновое квантовое число» (см. выше). Для фотона спин равен 1, для всех лептонов –  $\frac{1}{2}$ ,

для протонов и нейтронов – также  $\frac{1}{2}$ , для других барионов –  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{3}{2}$ ,  $\frac{5}{2}$ ,  $\frac{7}{2}$  или

$\frac{9}{2}$ . Для мезонов спин является целым и варьирует в пределах от 1 до 4; для пионов и каонов, а также для некоторых нестабильных мезонов спин равен нулю. Как уже упоминалось выше, величина спинового квантового числа определяет поведение «ансамбля» одинаковых микрочастиц – их «квантовую статистику». Частицы с полуцелым спином «фермионы» подчиняются статистике Ферми – Дирака – в одном и том же состоянии в квантовой системе не может находиться более одного «фермиона». Частицы с целым (или нулевым) спином («бозоны») описываются статистикой Бозе – Эйнштейна – в одном и том же состоянии может находиться любое количество бозонов. Статистика Ферми – Дирака лежит в основе построения периодической системы Менделеева и систематики квантовых состояний нуклонов в ядрах (см. гл. 5 и 8). Статистические свойства частиц играют важную роль в процессах рождения или распада, сопровождающихся появлением нескольких одинаковых частиц.

Электрический заряд элементарной частицы может быть равен  $0, \pm 1, \pm 2$ , в единицах  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл. Для различных частиц возможно существование разных зарядовых состояний, образующих «зарядовые мультиплеты». Для них характерна зависимость массы частиц «мультиплета» от величины заряда. Например, для  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов  $m_\pi = 139, 569$  МэВ, а для  $\pi^0$  –  $m_\pi = 134,964$  МэВ. Для «нуклона» – ядерной частицы – имеются два зарядовых состояния – «протон» с  $Q_p = \pm 1$  и  $m_p = 938,280$  МэВ и «нейтрон» с  $Q_n = 0$  и  $m_n = 939,873$  МэВ. Для  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^0$ -гиперонов, образующих «триплет», все три массы различны (для  $\Sigma^+$   $m_\Sigma = 1\,189,37$  МэВ, для  $\Sigma^0$  –  $m_\Sigma = 1\,192,48$  МэВ и для  $\Sigma^-$   $m_\Sigma = 1\,197,35$  МэВ). Для кси-гиперонов известны два зарядовых состояния –  $\Xi^0$  ( $m_\Xi = 1\,314,9$  МэВ) и  $\Xi^-$  ( $m_\Xi = 1321,3$  МэВ), и т. д. Заряд  $Q = 2e$  наблюдается только для некоторых нестабильных «резонансов», например,  $\Delta$  – барионов. Для некоторых частиц смена знака заряда означает переход от частицы к античастице; например, электрон ( $e^-$ ) и позитрон ( $e^+$ ) отличаются только знаком заряда  $\pm e$ .

Как уже упоминалось выше, для элементарных частиц вводят также различные «внутренние» квантовые числа, которые соответствуют различным «законам сопряжения» в разнообразных процессах превращения частиц. Например, для лептонов характерен «лептонный заряд», равный  $L_e = +1$  для электрона и электронного нейтрино и  $L_\mu = +1$  для отрицательного мюона и мюонного нейтрино. Для адронов  $L = 0$ , зато они могут обладать «барионным» зарядом  $B$ , равным 0 для «мезонов» и 1 для «барионов». Среди них выделяются «странные» частицы с основным квантовым числом – «странностью», принимающим значения 0, 1, 2, 3, и «очарованные» частицы с квантовым числом – «очарованием», также принимающим значения 0, 1, 2, 3. Применяются и другие квантовые числа, например «гиперзаряд», «изотопический спин», и т. д.; мы не будем подробно останавливаться на этом вопросе, требующем знакомства с квантовой теорией.

Для многих элементарных частиц характерно наличие «античастиц», массы и спины частицы и античастицы в точности одинаковы (одинаковы также времена жизни частицы и античастицы), а знаки электрического и барионного зарядов магнитных моментов (связанных со спинами), странностей и т. д. – противоположны. Типичными примерами являются электрон и позитрон, протон и антипротон и т. д. В то же время существуют частицы, для которых «античастицы» не существуют (это означает, что свойства частицы и античастицы совершенно тождественны): фотон,  $\pi^0$ -мезон и  $k^0$  ( $k_{01}$  и  $k_{02}$ )-мезоны. Эти частицы называются абсолютно нейтральными (или истинно нейтральными); их не следует смешивать с электрически нейтральными частицами, которые могут иметь античастицы (например, нейтрон и антинейтрон, отличные направлением магнитного момента). Кроме того, частицы с противоположным зарядом вовсе не обязательно являются «античастицами». Например, для  $\Sigma^+$ -гиперона с массой  $1\,189,37$  МэВ античастицей является «анти –  $\Sigma^+$ -гиперон»  $\Sigma^{-+}$  с противоположным зарядом и той же величиной массы, но отнюдь не  $\Sigma^-$ -гиперон с массой  $1\,197,35$  МэВ, для

которого античастица  $\Sigma^+$  имеет ту же массу и заряд  $+e$ . Названия «частица» и «античастица», разумеется, являются условными; например, «антиэлектрон» (позитрон) можно было назвать электроном и наоборот. Однако во всей наблюдаемой нами части Вселенной в состав атомов вещества входят отрицательно заряженные электроны и положительно заряженные протоны, которые поэтому считаются «частицами». Вопрос о существовании областей Вселенной, содержащих «антивещество» с «отрицательными» протонами и «положительными» электронами, представляет большой интерес и пока ещё не решён.

Важнейшей отличительной особенностью пары «частица – античастица» является их способность «аннигилировать» друг с другом при столкновении, причем выделяется весьма значительная энергия в виде квантов излучения; типичным примером является аннигиляция электрона и позитрона по схеме (9.5), при которой фотоны уносят энергию  $2 m_e c^2 = 1,02$  МэВ. В результате этого «время жизни» стабильного позитрона при его попадании в вещество, содержащее электроны, очень невелико – порядка  $10^{-10}$  с (в вакууме время жизни позитрона неограниченно) в типичных твёрдых телах. В газах аннигиляция часто идёт через промежуточный этап – формирование «позитрония» – связанного состояния пары «электрон – позитрон» с малым временем жизни (порядка  $10^{-10}$  с при аннигиляции по схеме (9.5)). При аннигиляции нуклонов с антинуклонами обычно возникает не  $\gamma$ -излучение, а «массивные» частицы, появление которых не запрещено законами сохранения, например, четырёх–пяти мезонов. Обратным аннигиляции процессом является «рождение» пары электрон – позитрон, также уже упоминавшийся выше; его вероятность возрастает с повышением энергии квантов, порождающих пары «частица – античастица».

Процессы аннигиляции и рождения пар могут использоваться для различных целей в научных исследованиях, например, для определения распределения электронов в металлах по скоростям с целью расчета удельной теплоёмкости металлов при температурах, близких к абсолютному нулю. Исследование процессов рождения пар даёт ценные сведения о свойствах фотонов высоких энергий и, кроме того, позволяет обнаруживать фотоны с помощью «трековых» детекторов частиц, поскольку сам фотон не создаёт треков. По излучению энергии аннигиляции можно было бы обнаружить наличие антивещества в какой-либо области Вселенной; пока такое излучение не обнаружено. Следует ещё упомянуть о пока ещё гипотетической возможности использования выделения энергии аннигиляции в практических целях. Создание такого «аннигиляционного реактора» является делом будущего.

Современная физика элементарных частиц обладает весьма мощными средствами экспериментального исследования; в её арсенале мощные ускорители заряженных частиц, сверхчувствительные детекторы, позволяющие точно устанавливать процессы весьма сложных взаимопревращений частиц, и т. д. Поэтому в настоящее время накоплен чрезвычайно обширный

экспериментальный материал по свойствам элементарных частиц, что позволило разработать ряд важных теоретических обобщений, на основе которых можно, например, проводить целенаправленный поиск новых элементарных частиц. Особую роль в теории играют уже упоминавшиеся частицы, претендующие на роль «истинно элементарных», частицы со спином  $\frac{1}{2}$  – нейтроны и так называемые «кварки», предложенные в «кварковой модели» строения адронов (в этой модели все адроны строятся из трёх кварков четырёх различных типов), существование которых получило в последнее время некоторое экспериментальное подтверждение, а также фотон со спином 1 и гипотетический «гравитон» – квант гравитационного поля со спином 2. Существует ряд фундаментальных проблем, возникающих в этой связи: вопрос о полном числе лептонов и кварков и существовании такого числа, о природе соответствующих внутренних квантовых чисел для этих частиц, и т. д.

«Истинно элементарные» частицы ведут себя как «точечные» образования до расстояния порядка  $10^{-15}$  см; однако допущение о «точечности» частиц ведёт к затруднениям в теории – появлению бесконечно больших величин, не имеющих физического смысла («проблема расходимости»). Поэтому теория будущего, по-видимому, будет исходить из конечной протяжённости «истинно элементарных» частиц и учитывать гравитационные взаимодействия на малых расстояниях. Учёт гравитации приводит к понятию «гравитационной фундаментальной длины»  $l_0$ , т. е. такого расстояния, что на меньших расстояниях фундаментальные представления современной квантовой физике могут оказаться неприемлемыми:

$$l_0 = \sqrt{\frac{hf}{c^3}} \sim 10^{-33} \text{ см} \quad (9.11)$$

( $f$  – постоянная тяготения). Гравитационное взаимодействие на малых расстояниях может не только снять проблему расходимости, но и обусловить само существование первообразующих материи. Если плотность вещества в «истинно элементарных» частицах достаточно велика, то гравитационное взаимодействие в состоянии обеспечить устойчивость этих «первичных» частиц материи. Размеры таких областей пространства должны быть порядка  $l_0$ . В большинстве экспериментов такие частицы должны вести себя как «точечные» образования, их гравитационное взаимодействие будет проявляться лишь на очень малых расстояниях. Таким образом, создание общей теории элементарных частиц должно идти по пути одновременного учёта всех видов взаимодействий.

Физика элементарных частиц является «физикой высоких энергий»; исследование взаимодействий на малых расстояниях типа указанных выше потребует применения ещё более мощной ускорительной техники, чем существующая. Пока эти средства экспериментального исследования не созданы, сохраняет своё значение естественный источник частиц сверхвысоких энергий – «космические лучи»; поэтому рассмотрим их основные свойства и научную информацию, полученную на основе их исследования.



## 9.2 Космические лучи

Ценную информацию о свойствах элементарных частиц дают исследования «космических лучей» – потоков высокоэнергетических частиц, приходящих на Землю из космоса. Зарождаясь в гигантских космических лабораториях – недрах звёзд и ядрах галактик, частицы с энергией до  $10^{20}$  эВ и выше, преимущественно протоны, образующие «первичные» космические лучи, попадая в атмосферу Земли, интенсивно взаимодействуют с ядрами атомов, создавая «вторичные» космические лучи. В космических лучах содержатся практически все известные элементарные частицы, причём с такими энергиями, которые пока недоступны для земных ускорителей (их предел –  $10^{11}$ – $10^{12}$  эВ). В то же время, как уже упоминалось выше, чем больше энергия частиц, тем «глубже» проникновение в свойства материи (на тем меньших расстояниях можно исследовать взаимодействия частиц). Таким образом, исследование космических лучей одновременно дает информацию о «сверхмалых» и «сверхгигантских» процессах в космологии. Проблема связи свойств элементарных частиц с космологическими величинами будет рассмотрена в конце главы.

Первичное космическое излучение приходит преимущественно из окружающего Солнечную систему галактического пространства, и лишь небольшая его часть является продуктом солнечной активности («солнечные» частицы имеют энергии не более 1 ГэВ). Частицы максимальных энергий имеют внегалактическое происхождение. Общий поток энергии космических лучей на Землю мал и составляет примерно  $10^{-5}$  Вт/м<sup>2</sup>, т. е. порядка световой энергии излучения звёзд. Однако общая плотность энергии космических лучей в среднем по масштабам Галактики – порядка 1 эВ/см<sup>3</sup> – сравнима с плотностями энергии всех других видов – энергии тяготения, кинетической энергии межзвёздного газа, энергии электромагнитного излучения звёзд и т. д. Поэтому космические лучи являются равноправным партнёром в процессе эволюции Вселенной в целом. В настоящее время исследования космических лучей, ранее ограниченные лишь поверхностью Земли и поверхностными слоями атмосферы, теперь проводятся на искусственных спутниках Земли и космических кораблях, что позволяет получать качественно новую информацию о свойствах высокоэнергетических частиц, приходящих от весьма удалённых космических объектов. Эти исследования имеют фундаментальное научное значение и находятся на переднем крае современной физики.

Космические лучи обнаруживаются сравнительно просто по создаваемой ими ионизации воздуха. Эта ионизация частично обусловлена также радиоактивным излучением земной коры; однако степень ионизации воздуха возрастает с высотой, что и доказывает её связь с космическими источниками ионизирующих излучений. Первичное космическое излучение содержит главным образом протоны (более 90 %) и альфа – частицы (около 7 %), а также – в небольших количествах – ядра более тяжёлых элементов – кислорода,

кремния, железа и др. Однако на ядра с  $z > 1$  приходится около 50 % всей энергии космических лучей. Уменьшение содержания элементов с ростом  $z$  имеет более медленный характер, чем для вещества небесных тел Вселенной вообще. Наиболее распространены в космических лучах лёгкие ядра –  $Li$ ,  $Be$ ,  $B$ , содержание которых в «природном» веществе очень мало –  $10^{-7}$  %. Наблюдается также избыток тяжёлых ядер с атомными номерами более 6. Отсюда следует вывод, что в источниках космических лучей преобладает ускорение тяжёлых ядер, а лёгкие ядра возникают затем в результате «фрагментации» – расщепления – тяжёлых ядер при их прохождении через межзвёздную среду. С помощью современных средств исследований в космических лучах обнаружены ядра всех элементов вплоть до урана и дальше, причём их плотность потока убывает с  $z$  примерно как  $z^{-7}$  –  $z^{-8}$ . В области энергий частиц более 2,5 ГэВ в космических лучах содержится примерно 92 %  $H^1$ , 7 %  $He^4$ , 0,1–0,15 % ядер с  $z = 3$ –5, 0,5 % ядер с  $z = 6$ –9, 0,1–0,15 % ядер с  $z = 10$ –15, 0,04 % ядер с  $z = 16$ –25, ядер железа ( $z = 26$ ) – 0,025 %, и примерно  $10^{-5}$  % более тяжёлых ядер с  $z > 30$ . По содержанию ядер  $Li$ ,  $Be$ ,  $B$ , отсутствующих в источниках космических лучей из-за быстрого «выгорания» этих элементов в результате термоядерных реакций, можно оценить среднее количество вещества на пути космических лучей к Земле – около 5 г/см<sup>2</sup>. Это позволяет затем приближённо оценить «пробег» и «время жизни» космических частиц. В первичных космических лучах содержатся также электроны и позитроны (примерно 1 %) и  $\gamma$ -кванты высоких энергий более 100 МэВ – примерно 0,01 %. Исследуя направление полёта  $\gamma$ -квантов, не отклоняющихся магнитными полями во Вселенной, можно установить отдельные интенсивные источники космических лучей (например, пульсары).

Попадая в верхние слои атмосферы Земли, частицы в космических лучах взаимодействуют с ядрами азота, кислорода и других элементов атмосферы. Ввиду огромной энергии частиц это взаимодействие носит взрывной характер – ядро полностью распадается на составляющие его элементарные частицы, которые при этом сами приобретают настолько высокие энергии, что могут аналогичным образом взаимодействовать с другими ядрами. В результате образуются «ливни» – потоки элементарных частиц, достигающие поверхности Земли. Помимо нуклонов при этих взаимодействиях образуются также нестабильные элементарные частицы, главным  $\pi$ -мезоны (пионы); время жизни заряженных пионов  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  составляет  $2,5 \times 10^{-8}$  с, нейтральных пионов  $\pi^0$  –  $0,8 \times 10^{-16}$  с. В меньшем количестве рождаются  $k$ -мезоны и гипероны, а также короткоживущие ( $10^{-22}$  с) «резонансы». В целом в этих «множественных процессах» рождается несколько сотен частиц. Первичные протоны при столкновении с ядром теряют в среднем около 50 % начальной энергии. Образующиеся «вторичные» протоны и нейтроны, а также заряженные пионы, вместе с частично ослабленным «первичным» пучком вызывают дальнейшее расщепление ядер атомов газов, входящих в состав воздуха, и множественное образование пионов (до 300 пионов на один акт столкновения). Среднее расстояние, которое проходит частица между актами ядерного взаимодействия,

измеряется удельной массой вещества. Для первичных космических протонов эта величина составляет примерно  $90 \text{ г/см}^2$  воздуха, что соответствует примерно 9 % толщины земной атмосферы. С ростом массового числа  $A$  это расстояние («пробег») частиц возрастает примерно по закону  $A^{\frac{1}{2}}$ , достигая  $160 \text{ г/см}^2$  для свинца. Поэтому рождение пионов происходит от высот 20–30 км практически по всей высоте атмосферы и даже на глубине до нескольких метров грунта. Вылетающие при столкновениях нуклоны и пионы образуют «ядерно-активную» компоненту вторичных космических лучей. Многократное повторение актов взаимодействия этих частиц с веществом при множественном рождении новых частиц приводит к лавинообразному нарастанию числа этих вторичных частиц и быстрому уменьшению их энергии. Множественные процессы практически прекращаются при энергиях вторичных частиц менее 1 ГэВ, и продолжают происходить процессы расщепления ядер с вылетом сравнительно низкоэнергетических частиц. На уровне моря, при удельной массе вещества около  $1\,000 \text{ г/см}^2$ , остаётся не более 1 % ядерно-активных частиц.

В составе вторичных космических лучей можно выделить «мягкую» (слабо проникающую) и «жёсткую» (сильно проникающую) компоненты. Мягкая компонента образуется в результате распада нейтральных пионов по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ . Вблизи атомных ядер образующиеся  $\gamma$ -кванты высоких энергий рождают электрон – позитронные пары по схеме  $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ . Электроны и позитроны, замедляясь в веществе, в свою очередь, порождают  $\gamma$ -кванты «тормозного» излучения, и т. д. Такие каскадные процессы приводят к лавинообразному нарастанию общего числа частиц и формированию «электронно-фотонного ливня»; при этом средняя энергия частиц быстро уменьшается. Поэтому поток «мягкой» компоненты достигает максимума на высоте около 15 км, а затем начинает ослабляться. При уменьшении энергии частиц в воздухе примерно до 100 МэВ преобладают процессы ионизации воздуха и рассеяния частиц. «Мягкая» компонента вторичных космических лучей легко поглощается сравнительно тонкими слоями веществ с большими атомными номерами, т. е. обладает низкой проникающей способностью. Например, слой свинца толщиной порядка 10 см практически полностью поглощает электронно-фотонные лавины. Поэтому такой ливень можно охарактеризовать зависимостью числа частиц от толщины пройденного слоя вещества, которая называется «каскадной кривой». В образовании ливней принимают участие, наряду с  $\pi^0$ -мезонами, даже электроны и  $\gamma$ -кванты первичных космических лучей с энергиями более 100 МэВ и другие частицы. При энергиях выше  $10^{14}$  эВ развиваются «широкие атмосферные ливни», содержащие миллионы частиц и покрывающие площади в несколько  $\text{км}^2$  на уровне моря. На каждые 2–3 ГэВ энергии первичной части приходится одна частица атмосферного ливня. Большие плотности частиц в ливне обуславливают испускание электромагнитного излучения высокой интенсивности в оптическом и радиодиапазоне, причём видимое излучение

обусловлено главным образом эффектом Черенкова – Вавилова (см. гл. 5), поскольку скорости большинства частиц превышают фазовую скорость света в воздухе. Возникновение радиоизлучения находится в непосредственной связи с магнитным полем Земли.

«Жёсткая» или «проникающая» компонента вторичных космических лучей обусловлена процессами распада заряженных ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) пионов по схеме  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ . При этом возникает заряженный  $\mu$  – мезон или «мюон» – нестабильная частица с массой примерно  $207 m_e$  и временем жизни (в покое)  $\tau_0 \approx 2 \times 10^{-6}$  с – и нейтрино. В свою очередь мюон распадается по схеме  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$  с образованием электронов (позитронов), нейтрино и антинейтрино. Поскольку мюон движется со скоростью, близкой к скорости света, то его время жизни до распада значительно больше  $\tau_0$ , в соответствии с теорией относительности; кроме того, мюон слабо взаимодействует с веществом (в основном обнаруживает электромагнитные взаимодействия) и растрчивает всю энергию преимущественно на ионизацию атомов. Поэтому мюон даже при энергиях до 10 ГэВ проходит сквозь всю толщу атмосферы и проникает в земной грунт на глубину до 20 м. При больших энергиях мюоны проникают вглубь Земли на десятки километров. При энергиях до нескольких сотен ГэВ коэффициент поглощения жёсткой компоненты вторичных космических лучей прямо пропорционален плотности вещества. На этих свойствах основано применение этого проникающего излучения для целей подземной геофизической и инженерной разведки. Измеряя интенсивность космических лучей в штольнях специальными счётчиками, и сопоставляя результаты с известными кривыми поглощения в воде и грунте, можно исследовать расположение рудных пластов, отличающихся плотностью (известных металлических руд, «пустых» пород и т. д.), пустот, а также определить весовую перегрузку на грунт, создаваемую подземными сооружениями, по изменению его плотности. При очень высоких энергиях – выше  $10^{12}$  эВ – мюоны теряют энергию не только на ионизацию вещества, но также на образование электрон – позитронных пар, тормозное излучение и прямое взаимодействие с атомными ядрами вещества, поэтому на больших глубинах поток этих мюонов становится малым. Однако в глубоких шахтах с помощью специальных установок был обнаружен дополнительный поток мюонов, обусловленный взаимодействием нейтрино с ядрами вещества. Такие эксперименты позволяют исследовать свойства наиболее проникающей – нейтринной компоненты космических лучей. Как уже упоминалось выше, изучение свойств нейтринных потоков имеет фундаментальное значение для решения многих физических и космологических проблем, например, для выяснения источника энергии Солнца и звёзд и т. д.

Изучение свойств первичных космических лучей даёт богатую астрофизическую и космологическую информацию о процессах гигантского масштаба, протекающих в космических термоядерных «лабораториях» – звёздах и галактиках. Измерения показали, что поток этого излучения на Землю с точностью до 0,1 % изотропен, т. е. не зависит от направления.

Магнитное поле Земли создаёт «геомагнитный барьер» для космических лучей, создавая отклонение потоков заряженных частиц. Поэтому измеряемые в околоземном пространстве характеристики потока космических лучей фактически зависят как от направления потока, так и от геомагнитных координат места наблюдения. Отклонение частиц заданной энергии возрастает с уменьшением широты местности и максимально в экваториальных областях, в которых поле Земли задерживает, например, протоны с энергией менее 15 ГэВ. В полярных областях геомагнитный барьер практически отсутствует, и в околоземное пространство попадают частицы сравнительно низких энергий. Захваченные геомагнитным полем потоки заряженных частиц образуют «радиационные пояса» Земли, о которых уже шла речь в т. II курса. С увеличением энергии космических лучей их интенсивность уменьшается; этот энергетический спектр в диапазоне  $10^{10}$ – $10^{15}$  эВ описывается приближённым законом  $I = \varepsilon^{-1,7}$ , а при более высоких энергиях носит сложный характер.

Как упоминалось выше, в первичных космических лучах можно выделить «солнечные» и «галактические» частицы. Обычно доля солнечных частиц невелика, однако, в период высокой солнечной активности («хромосферных вспышек»), в которых заряженные частицы солнечной плазмы ускоряются электромагнитными полями, наблюдаются всплески интенсивности космических лучей. При некоторых подобных вспышках потоки «солнечных» частиц могут в несколько раз превышать потоки «галактических» космических лучей. Такие всплески, отчасти сопровождаемые усилением равновесного и гамма-излучения, подлежат тщательному изучению в связи с необходимостью обеспечения безопасности космических полётов кораблей с экипажем на борту. На основании этих исследований составляются прогнозы радиационной обстановки на космических трассах, подобно тому, как прогнозируется метеорологическая обстановка на земных авиалиниях («космический прогноз погоды»). За исключением периодов повышенной солнечной активности, вклад «солнечных» частиц в общую интенсивность космических лучей обычно не превышает нескольких процентов. Химический состав «солнечных» лучей близок к составу атмосферы Солнца; ядра *Li*, *Be*, *B* практически отсутствуют, откуда следует, что эти лучи, по-видимому, генерируются в поверхностных слоях Солнца (в верхней хромосфере и нижней короне). Энергия солнечных частиц значительно меньше, чем галактических, что обуславливает их меньшую проникающую способность. Энергия «солнечных» протонов обычно меньше 1 ГэВ, в период вспышек повышается до 100 ГэВ; нижняя граница энергии близка к энергии частиц «солнечного ветра» (см. гл. 2) и составляет десятки кэВ. Ионизация нижних слоёв атмосферы «лёгкими» солнечными частицами вызывает, например, ослабление или прекращение радиосвязи на коротких волнах, особенно в периоды активного Солнца. Вариации потока солнечных лучей имеют непосредственное отношение к таким важным геодезическим явлениям, как геомагнитные бури, полярные сияния и т. д. Поэтому в последнее время проводятся интенсивные исследования потоков «солнечных» частиц с использованием современных средств – «космических

лабораторий» на искусственных спутниках, орбитальных станциях и межпланетных летательных аппаратах.

«Галактические» космические лучи, по современным данным, зарождаются главным образом в гигантских «термоядерных лабораториях» — «сверхновых» звёздах при их взрыве, т. е. быстром расширении оболочки звезды. Это расширение создаёт ударные волны в звёздной плазме, что приводит к ускорению заряженных частиц до энергий  $10^{15}$  эВ и выше. Например, удалось непосредственно обнаружить частично поляризованное радиоизлучение от Крабовидной туманности, возникшей в результате взрыва близкой к Солнечной системе сверхновой звезды, обусловленное синхротронным (магнитотормозным) излучением быстрых электронов в магнитном поле, «вмороженным» в поток звёздной плазмы при взрыве сверхновой (об этом виде электромагнитного излучения см. гл. 2). Подобное излучение наблюдалось и от других более далёких туманностей. В связи с наличием в плазме очень быстрых электронов ( $10^{12}$  эВ) спектр этого излучения очень широк и захватывает область  $\gamma$ -лучей. Наряду с электронами в расширяющейся оболочке сверхновой звезды ускоряются также протоны и более тяжёлые ядра, которые вносят сравнительно малый вклад в синхротронное излучение ввиду большой массы. Средняя частота взрывов сверхновых в Галактике примерно 1 раз в 30–50 лет, причём при каждом взрыве выделяется энергия примерно  $10^{63}$ – $10^{64}$  эВ. Средняя плотность энергии космических лучей ( $1$  эВ/см<sup>3</sup>) может быть обеспечена на основе допущения, что примерно 1 % энергии взрыва затрачивается на ускорение заряженных частиц. Кроме того, были обнаружены и отдельные более мощные источники космических лучей — «квазары» (сравнительно малые «квазизвёздные объекты»), ядра расширяющихся взрывным образом галактик и радиогалактики, в которых имеют место мощные выбросы плазмы.

На распространяющиеся во Вселенной выброшенные заряженные частицы действуют слабые ( $H \sim 10^{-4}$  А/м) магнитные поля облаков межзвёздной плазмы, вследствие чего движение частиц принимает сложный характер ввиду нерегулярности расположения и неоднородности облаков. Движение космических частиц принимает характер «блуждания» или «диффузии», в результате чего частицы с энергиями до  $10^{18}$  эВ могут оставаться в пределах нашей Галактики десятки миллионов лет. Этим объясняется высокая степень изотропности космических лучей. Частицы с более высокими энергиями ввиду незначительного искривления их траектории магнитными полями могут «прорываться» в метагалактическое пространство. Однако при длительной диффузии в этом пространстве частицы должны терять энергию в «фотоядерных реакциях» и потому не могут вносить значительный вклад в галактическую компоненту космических лучей. Более вероятным механизмом происхождения высокоэнергетических космических лучей (до  $10^{21}$  эВ) является ускорение заряженных частиц при быстром гравитационном сжатии — «гравитационном коллапсе» — неустойчивых звёзд типа сверхновых, в результате чего возникают нейтронные звёзды — «пульсары» с диаметром

порядка 10 км. При коллапсе плотность вещества возрастает в  $10^{13}$ – $10^{14}$  раз, магнитные поля – до  $10^{15}$  А/м, а скорость вращения достигает  $10^3$  оборотов в секунду, что создает условия для ускорения тяжелых заряженных частиц до  $10^{21}$  эВ, а электронов – до  $10^{12}$  эВ. Вблизи неустойчивых «горячих» звёздных объектов существуют сильные магнитные поля, что обуславливает интенсивное магнитотормозное (синхротронное) излучение быстрых электронов. Это излучение действительно наблюдается в видимом, рентгеновском и  $\gamma$ -диапазоне, наряду с радиоизлучением пульсаров.

Возраст космических лучей оценивается по их ядерному составу. Как указывалось выше, в космических лучах практически отсутствуют ядра *Be*. Поскольку радиоактивный изотоп  $Be^{10}$  имеет среднее время жизни  $2 \times 10^6$  лет, то отсюда получается верхняя оценка возраста космических лучей (до 50 млн лет). Такие же оценки получаются и другими методами, например, из анализа относительного содержания группы лёгких ядер (*Li*, *Be*, *B*) в целом, а также оценки времени распространения электронной компоненты от галактических источников до границ Галактики. Другие методы дают оценки порядка  $10^7$  лет. Определённую информацию о происхождении космических лучей дают оценки интенсивности космического излучения в далёком прошлом, например. В периоды известных вспышек сверхновых, например, с помощью радиоуглеродного метода (по накоплению изотопа  $C^{14}$  в атмосфере под действием космических лучей). Подобные исследования свидетельствуют о постоянстве средней интенсивности космических лучей на протяжении примерно  $10^9$  лет; это, в частности, показывает, что не все космические лучи образовались в результате взрыва ядра нашей Галактики.

При постоянстве среднего значения интенсивности галактического космического излучения за большой период времени она обнаруживает периодические вариации различного происхождения. Среди них наибольший практический интерес представляют модуляции интенсивности, совпадающие с 11-летним циклом солнечной активности и обусловленные рассеянием и «выжиганием» галактических космических лучей регулярными, неоднородно намагниченными потоками плазмы, выбрасываемой Солнцем со скоростью 300–500 км/с. Эти потоки – «солнечный ветер» – заходят далеко за пределы орбиты земли (на десятки астрономических единиц, 1 а. е. =  $150 \times 10^6$  км). В максимуме солнечной активности интенсивность космических лучей снижена в 2–2,5 раза у границ Земной атмосферы, а на уровне моря амплитуда 11-летних вариаций оказывается значительно меньше. К другим вариациям галактического космического излучения относятся, например, 27-суточные вариации, связанные с вращением Земли и электронной анизотропией среды, в которой распространяются космические лучи. Эффективные размеры области модуляции космических лучей «солнечным ветром» составляет от 2 до 5 а. е.

Изучение космических лучей привело к фундаментальным открытиям в физике элементарных частиц, в частности,  $\bar{K}$  открытию позитронов, пионов, мюонов, гиперонов и других частиц. Как уже указывалось выше, несмотря на наличие мощных современных ускорителей, возможности которых

приближаются к энергии порядка 100 ГэВ для протонов, изучение космических лучей сохраняет своё значение и в настоящее время, поскольку указанные выше предельные энергии частиц в космических лучах вряд ли могут быть достигнуты в земных лабораториях в ближайшем будущем. С другой стороны, за последнее время существенно расширились возможности экспериментальных исследований в этой области в связи с появлением «космических лабораторий», проводящих измерения за пределами земной атмосферы и вдали от искажающего действия земного магнитного поля и солнечного ветра. Возможности в этом направлении будут возрастать и впредь по мере освоения околосолнечного космического пространства. С другой стороны, для исследования характерных потоков частиц (как заряженных, так и нейтральных) в настоящее время имеется исключительно широкий арсенал счётно-регистрирующих приборов и электронных схем; некоторые из них были описаны выше, в гл.7. Поэтому дальнейшее изучение космических лучей даёт новую ценную информацию о свойствах материи «вширь» и «вглубь». Связь законов «микро» и «макромира», т. е. свойств элементарных частиц со строением Вселенной в целом, будет коротко рассмотрена в конце данной книги.

Обсудим теперь некоторые основные методы получения высокоэнергетических частиц в современной физике. Хотя мы не можем останавливаться здесь на многих связанных с этим сложных технических вопросах и деталях по экспериментальной ядерной физике.

### 9.3 Ускорители заряженных частиц

Современная физика элементарных частиц – это физика высоких энергий. Изучение процессов, протекающих при высоких энергиях частиц, позволяет исследовать «глубинные» свойства материи на малых расстояниях. Кроме того, ускоренные частицы используются в практических целях – в промышленной спектроскопии, в промышленности – для быстрой высококачественной обработки изделий, в пищевой промышленности – при стерилизации продуктов, в медицине – для «лучевой терапии», «бескровной хирургии» и т. д. Поэтому за последние десятилетия были разработаны многочисленные типы ускорителей, в которых заряженные частицы обычно ускоряются электрическим полем; для управления формой траектории ускоряемых частиц применяют магнитные поля. Существуют также другие методы ускорения, например, с помощью полей, создаваемых другими заряженными частицами – «коллективные методы» ускорения, ускорения «во встречных пучках» и т. д.

Существующие виды ускорителей можно классифицировать по роду ускоряемых частиц на «электронные» и «протонные» ускорители и ускорители ионов (например,  $\alpha$  – частиц). Заметим сразу же, что термин «ускорение частиц» не следует понимать только как увеличение их скорости  $v$ . Действительно, согласно теории относительности, частица не может быть



ускорена выше скорости света в вакууме  $c = 3 \times 10^8$  м/с. Энергия движущейся частицы в той же теории определяется формулой:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (9.12)$$

где  $m_0$  – масса покоящейся частицы (для фотонов и, возможно, нейтрино,  $m_0 = 0$ , т. е. для них  $v = c$ ). При приближении  $v$  к  $c$  энергия частиц неограниченно возрастает. Для лёгких частиц – электронов – уже при сравнительно небольших энергиях скорость близка к скорости света; поэтому для них «ускорение» заключается главным образом в увеличении именно энергии, а не скорости. То же относится и к тяжёлым частицам более высоких энергий. Таким образом, в ускорителях осуществляется непрерывный процесс сообщения заряженным частицам энергии за счёт взаимодействия с электрическим полем. В настоящее время в ускорителях достигнуты энергии до 500 ГэВ и разработаны проекты ускорителей на 1 000–5 000 ГэВ. Наряду с увеличением энергии в ускорителях осуществляется также повышение интенсивности (силы тока) и «качества» пучка лучей, т. е. уменьшение разброса его частиц по энергиям; в импульсных ускорителях стремятся к увеличению длительности импульса ускоренного пучка частиц.

По форме траектории частиц различают «линейные» и «циклические» ускорители, в которых траектории являются прямолинейными и круговыми соответственно. По характеру ускоряющего поля различают «резонансные» ускорители, в которых ускорение осуществляется переменным высокочастотным электромагнитным полем, и частицы движутся в «резонансе» с изменением поля, и «нерезонансные» ускорители, в которых направление поля во время ускорения не изменяется. Последние, в свою очередь, делятся на «индукционные», в которых ускоряющее электрическое поле создаётся за счёт изменения магнитного поля (явление электромагнитной индукции), и «высоковольтные» ускорители, в которых ускоряющее поле создаётся непосредственно приложенной разностью потенциалов в области ускорения.

Высоковольтные линейные ускорители, в частности, электростатические типа Ван де Граафа и каскадные типа Кокрофта – Уолтона отличаются сравнительной простотой конструкции, большой мощностью и высоким КПД, а также возможностью получения пучков ускоренных частиц с очень малым разбросом по энергиям (до  $10^{-4}$ – $10^{-5}$ ). На этом основано довольно широкое применение этих ускорителей в научно-исследовательских и особенно прикладных целях. Например, небольшие ускорители ионов на 100–200 кэВ применяются для легирования тонких слоёв полупроводников в микроэлектронике, а также для получения нейтронов путём облучения мишеней, содержащих тритий, ускоренными ионами дейтерия. Такие источники нейтронов – «нейтронные генераторы» – используются, например, для проведения «активационного анализа» различных веществ (см. гл. 7). Ускорители электронов на 1–2 МэВ с мощностью в несколько кВт могут использоваться в качестве генераторов тормозного рентгеновского излучения в

промышленной дефектоскопии. Такие ускорители могут также применяться для электронной обработки различных материалов с целью придания им заданных свойств, например, для осуществления радиационной полимеризации, вулканизации, деструкции полимеров и т. д. Однако возможности ускорения в таких условиях принципиально ограничены несколькими МэВ (в некоторых специальных конструкциях – десятки МэВ). Поэтому в физике высоких энергий высоковольтные линейные ускорители могут применяться в основном для предварительного ускорения частиц в крупных циклических и линейных ускорителях, а также для нагрева плазмы в стационарных термоядерных установках и других целей.

Наиболее распространёнными линейными ускорителями на высокие энергии – до 20 ГэВ для электронов и 800 МэВ для протонов – являются «резонансные» ускорители. В них обычно используется «схема Альвареца» – резонатор цилиндрической формы, содержащий систему «дрейфовых» («пролётных») трубок, в котором создаётся переменное электрическое поле вдоль оси резонатора. Электроны ускоряются в зазорах между трубками в те моменты времени, когда поле направлено по движению частиц (вектор  $\vec{E}$  совпадает с вектором скорости  $\vec{v}$  в случае протонов и противоположен ему в случае электронов). Для формирования пучка применяются специальные методы фокусировки частиц с помощью магнитных линз. Ввиду сравнительной простоты конструкции и возможности достижения больших плотностей тока пучка линейные ускорители применяются как высокоэффективные «инжекторы» протонов для циклических ускорителей (например, синхрофазотронов, см. ниже). Они применяются также для ускорения других заряженных частиц, например, позитронов.

Наибольшее распространение в физике высоких энергий получили циклические ускорители, в которых ввиду замкнутой формы траектории возможно осуществить множество «циклов» ускорения. В простейшем циклическом ускорителе – «циклотроне» – частицы ускоряются между половинками вакуумной металлической камеры – «дуантами», между которыми создана переменная разность потенциалов (несколько десятков кВ). Камера помещена между полюсами магнита, в результате чего частицы, выходящие из ионного источника вблизи центра камеры, движутся по круговым траекториям постепенно возрастающего радиуса  $R$ , ускоряясь при каждом переходе из дуанта в дуант; для этого период изменения электрического поля  $T$  согласуется с периодом полного оборота частицы в камере циклотрона:

$$\frac{2\pi}{\omega} = T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB}, \quad \omega = \frac{eB}{m}, \quad (9.13)$$

который не зависит от скорости частицы. Однако при приближении скорости частицы к скорости света возрастает её масса согласно формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad \text{Это приводит к рассогласованию периода обращения частицы}$$

по орбите и периода изменения электрического поля между дуантами и, соответственно, к прекращению эффекта ускорения. Поэтому циклотрон позволяет ускорять протоны лишь примерно до  $20 \div 30$  МэВ, а для ускорения электронов он практически непригоден, поскольку скорость электрона приближается к скорости света уже при сравнительно невысоких энергиях (порядка 1 МэВ). Для достижения эффекта ускорения и при  $v \rightarrow c$  необходимо каким-то образом компенсировать эффект релятивистского изменения массы. Как видно из формулы (9.13), это можно осуществить тремя способами. Прибор, в котором осуществляется ускорение частоты электрического поля с ростом  $m$  при неизменной индукции магнитного поля  $B$ , называется «фазотроном» («синхроциклотроном») и позволяет ускорять, например, протоны примерно до 1 ГэВ. Ускоритель, в котором частота ускоряющего поля остаётся неизменной, а изменяется только индукция магнитного поля, называется «синхротроном» и используется главным образом для ускорения электронов до энергий порядка 10 ГэВ и выше. Предельная энергия определяется величиной потерь электронов на «синхротронное излучение», быстро усиливающееся с ростом энергии электрона (см. ниже). Наконец, в синхрофазотроне изменяются согласованным образом, как частота электрического поля, так и величина магнитного поля, с таким расчётом, чтобы радиус «равновесной» орбиты не изменялся; этот ускоритель применяется для ускорения протонов и других ионов до энергий порядка 500 ГэВ (существуют проекты и более мощных ускорителей). (Заметим, что в синхротроне радиус равновесной орбиты электрона уже при энергии порядка 1 МэВ практически не изменится, т. к.  $v \approx c$ , поэтому в изменении частоты поля нет необходимости). Синхротрон и синхрофазотрон являются наиболее мощными ускорительными средствами современной физики высоких энергий, и их действие будет несколько подробнее описано ниже. Действие всех трёх перечисленных видов циклических ускорителей основано на так называемом «явлении автофазировки», на котором следует остановиться более подробно.

Режим работы циклотрона нарушается при высоких энергиях частицы (иона) из-за релятивистского увеличения массы, вследствие чего частота обращения иона  $\omega$  становится меньше частоты изменения электрического поля  $\omega_0$ . При этом дальнейшее увеличение энергии частицы быстро прекращается.

Если, однако, медленно изменять напряженность магнитного поля  $H(t)$  или же частоту изменения ускоряющего электрического поля  $\omega_0(t)$ , то условия резонанса  $\omega = \omega_0$  будет автоматически поддерживаться «в среднем» для большой группы частиц ( $\omega_{cp} = \omega_0$ ). При этом энергия частицы будет возрастать, пока продолжается изменение  $\omega_0(t)$  или  $H(t)$ .

Это явление было открыто В. И. Векслером и получило название «автофазировки». Оно лежит в основе действия современных ускорителей – синхротронов ( $\omega_0 = const$ ,  $H(t)$  – возрастающая функция), синхроциклотронов, или «фазотронов» – ( $H = const$ ,  $\omega(t)$  – убывающая функция), синхрофазотронов

( $H(t)$  и  $\omega_0(t)$  – возрастающие функции), микротронов ( $\omega_0 = \text{const}$ ,  $H = \text{const}$ ) изменяется кратность  $\omega_0/\omega = 2, 3, 4 \dots$

Явление автофазировки можно представить упрощенно следующим образом. Пусть существует гипотетически «синхронная» частица с энергией, для которой в точности выполняется условие  $\omega = \omega_0$ . Разность фаз между изменением ускоряющего поля и обращением частицы – «синхронная» фаза – остается постоянной. Изменение частоты  $\omega_0 (\pm)$  должно происходить настолько медленно, чтобы синхронная частица успевала набирать энергию, достаточную для сохранения резонанса. Для остальных частиц частота обращения заключена в некотором интервале ( $\omega_0 + \Delta\omega_0$ ,  $\omega_0 - \Delta\omega_0$ ).

Рассмотрим «пробную» частицу с  $\omega > \omega_0$ . Если она попадет в зазор между дуантами позже «синхронной», то неизбежно наступит момент, когда ситуация изменится на противоположную (так как  $\omega > \omega_0$ ). Если переменное электрическое поле в моменты, предшествующие попаданию «синхронной» частицы в зазор, сильнее, чем последующие моменты, то «пробная» частица будет набирать энергию быстрее, ее масса будет расти, а частота обращения  $\omega$  – уменьшаться. Со временем  $\omega$  сравняется с  $\omega_0$ , а затем станет меньше. Вследствие этого «пробная» частица начнет отставать от «синхронной» и будет попадать в зазор между дуантами позже. Однако в эти моменты ускоряющее поле слабее и набор энергии, а, следовательно, и возрастание массы частицы замедляется, частота обращения ее начнет возрастать и в конце концов достигнет первоначального значения. Таким образом, частота обращения «пробной» частицы испытывает колебания относительно синхронной частоты. При этом «в среднем» энергия «пробной» частицы будет возрастать так же, как и «синхронной». Аналогичные рассуждения можно провести и в случае «пробной» частицы с энергией  $\omega < \omega_0$ .

Остановимся несколько подробнее на работе синхротронов и синхрофазотронов, наиболее широко используемых при исследованиях в области физики высоких энергий. Синхротрон представляет собой циклический ускоритель электронов до энергий порядка десятков ГэВ, в котором орбита частиц формируется изменяющимся во времени магнитным полем, а ускорение осуществляется электрическим полем постоянной частоты. Ускорение электронов происходит на орбите с почти постоянным радиусом, поскольку скорость электронов близка к скорости света. За время  $10^{-1} - 10^{-3}$  с напряженность магнитного поля в синхротроне возрастает от нуля примерно до  $10^6$  А/м. Электроны инжектируются в камеру синхротрона в момент малой напряженности магнитного поля и набирают энергию в одном или нескольких ускоряющих электродах, расположенных вдоль круговой орбиты. К этим электродам прикладывается высокочастотное электрическое поле с постоянной частотой  $\omega_0$ , равной или кратной частоте обращения электрона  $\omega$ . В соответствии с изложенным выше принципом автофазировки в возрастающем по напряженности магнитном поле периметр орбиты  $\Pi$  при  $\omega_0 = \text{const}$  изменяется пропорционально скорости электрона  $v$

$$\Pi = \frac{2\pi\eta}{\omega_0}, \quad (9.14)$$

где  $\eta = \frac{\omega_0}{\omega}$  – кратность частоты поля. Для обеспечения постоянства  $\Pi$  синхротронное ускорение обычно начинают с энергий электрона 1–50 МэВ, когда  $v \approx c$ ; для этого используется предварительный ускоритель, например, линейного типа. После достижения максимальной энергии электроны выводятся из синхротрона или направляются на вещество – мишень; в последнем случае в результате соударения быстрых электронов с мишенью возникает мощное тормозное  $\gamma$ -излучение. Синхротрон работает в импульсном режиме и даёт от 1 до нескольких сотен импульсов частиц в секунду. Преимущества синхротрона перед описанным ниже бетатроном и линейными ускорителями (малый вес магнита и меньшая стоимость конструкции) проявляются, главным образом, при энергиях выше 100 МэВ; однако при энергиях порядка 10 ГэВ применение линейных ускорителей вновь становится более предпочтительным из-за недопустимого возрастания потерь энергии электронов на магнитотормозное («синхротронное») излучение. Для уменьшения разброса электронов по направлениям в пучке применяются различные фокусирующие системы.

Как уже отмечалось выше, синхротронное излучение наблюдается и от космических объектов, в которых создаются сильные магнитные поля. Электроны с субсветовыми скоростями – «релятивистские» электроны – входящие в состав космических лучей, тормозятся в космических магнитных полях и дают мощные потоки синхротронного излучения, которое может быть зарегистрировано в широком диапазоне длин волн – от радио– до рентгеновского излучения. Измерение интенсивности этого излучения позволяет исследовать концентрацию и энергетический спектр релятивистских электронов, а поляризационные измерения дают информацию о структуре магнитного поля и свойствах космической среды. Интерпретация данных этих измерений стала возможной благодаря детальному изучению свойств синхротронного излучения в ускорителях электронов.

Синхрофазотрон представляет собой циклический резонансный ускоритель протонов (и других заряженных ионов) для получения максимальных энергий – сотни и тысячи ГэВ. Управление формой орбиты осуществляется переменным магнитным полем, а ускорение частиц – электрическим полем с частотой, изменяющейся во времени пропорционально их скорости. Действие ускорителя основано на принципе автофазировки. Движение протонов происходит по приблизительно постоянной «равновесной» орбите в кольцевой вакуумной камере, в которой создаётся переменное магнитное поле с помощью системы магнитов, размещённых в определённом порядке вдоль кольца. В прямолинейных промежутках между магнитами размещаются ускоряющие электроны устройства ввода и вывода пучка; в этих областях магнитное поле практически отсутствует.

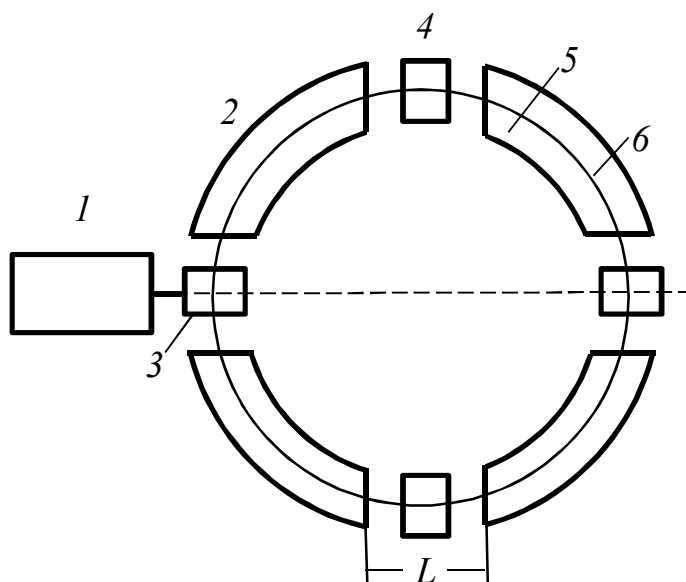


Рисунок 9.1

Протоны, ускоренные в предварительном ускорителе 1 – «инжекторе», вводятся в кольцевую камеру 2 с помощью специального устройства ввода 3, представляющего собой сложную электромагнитную систему, и ускоряются переменным высокочастотным электрическим полем между ускоряющими электродами 4 (рис. 9.1). Протоны удерживаются на орбите 5 полем от секторных ускорителей. Радиус орбиты протона в магнитном поле  $R = \frac{mv}{eB}$  несколько отличается от среднего радиуса камеры  $\bar{R} = \Pi/2\pi$

( $\Pi$  – периметр орбиты) из-за наличия прямолинейных промежутков длиной  $L$ . Для обеспечения постоянного радиуса орбиты магнитное поле  $B(t)$  должно возрасти во времени пропорционально импульсу протона  $mv$ . Поскольку скорость протонов возрастает, то частота электрического поля  $\omega_0(t)$  должна возрасти пропорционально  $v$ . Таким образом, во время ускорения частиц электрическое и магнитное поля должны изменяться в строго определённом соответствии друг с другом. Фактически протоны совершают сложное колебательное движение относительно круговой орбиты, причём устойчивость колебаний зависит от «показателя магнитного поля»  $n = -\partial \ln H / \partial \ln R$ ; за меру устойчивости принимается безразмерная частота колебаний  $\nu$ , т. е. число колебаний частицы за время одного оборота. Фокусировка частиц («сильная»,  $\nu > 1$ , или «слабая»,  $\nu < 1$ ) обеспечивается надлежащим выбором конфигурации магнитного поля. Частота переменного электрического поля  $\omega_0(t)$  в  $q$  раз больше частоты обращения протона; число  $q$  называется «кратностью ускорения». «Равновесная орбита», обычно проходящая посередине камеры («средняя» орбита), соответствует частоте обращения  $\omega(t) = \omega_0(t)/q$ . Устойчивое положение орбиты обеспечивается жёсткой связью между  $\omega_0(t)$  и  $B(t)$ , которая задаётся формулой:

$$\frac{\omega_0(t)}{2\pi} = \frac{2\nu(t)}{\Pi} = \frac{qR_0}{\pi} \frac{eB(t)}{\sqrt{E_0^2 + e^2 R^2 B^2(t)}}, \quad (9.15)$$

где  $R = R_0$  – радиус орбиты,  $E_0 = m_0 c^2$  – энергия покоя протона. Источником протонов – «инжектором» – для синхрофазотрона обычно служит линейный ускоритель на 10–100 МэВ. В синхрофазотронах на энергии порядка 1 000 ГэВ используется специальный ускоритель – инжектор примерно на 10 ГэВ. Существует ряд возможностей дальнейшего совершенствования синхрофазотронов, что позволит получить новую информацию о ядерных процессах при сверхвысоких энергиях.

Для ускорения протонов до энергий порядка 50 МэВ (и более в отдельных случаях) применяются ускорители индукционного типа – бетатроны; для получения более высокоэнергетических частиц используются линейные ускорители и синхротроны.

Ускорение электронов в бетатроне осуществляется вихревым электрическим полем с напряжённостью  $E$  в переменном магнитном поле  $H$ . В магнитном поле, напряжённость которого спадает по радиусу по заданному закону  $H(R)$  и периодически изменяется со временем, существует стационарная орбита радиуса  $R_0$ , по которой движется частица (электрон), набирая энергию в те части периода, когда магнитное поле возрастает. Величина  $R_0$  в осесимметричном поле определяется так называемым условием Видероз:

$$H(R_0) = \frac{1}{2\pi R_0} \int_0^{R_0} H(R) 2\pi R dR = \frac{1}{2} H. \quad (9.16)$$

Это означает, что напряжённость магнитного поля на стационарной орбите в два раза меньше среднего поля  $H$  внутри области, ограниченной орбитой. Поскольку  $H = H(t)$ , то это условие, строго говоря, следует писать в виде:

$$\frac{\partial H(R_0, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (9.17)$$

При выполнении условия (9.16) импульс ускоряемой частицы возрастает пропорционально увеличению поля  $H(R_0)$  со временем; при этом частота обращения частицы по орбите возрастает пропорционально скорости частицы. Для нахождения величины  $R_0$ , называемой «бетатронным радиусом», используется условие минимума напряжённости вихревого электрического поля  $E$  на стационарной орбите:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial R} \right|_{R=R_0} = 0. \quad (9.18)$$

Это условие следует из (9.16) с учётом закона электромагнитной индукции:

$$E(R_0, t) = -\frac{1}{2\pi R_0} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (9.19)$$

где  $\Phi$  – магнитный поток через площадь, ограниченную стационарной орбитой.

Вследствие разброса начальных скоростей электронов в бетатроне, их рассеяния на молекулах остаточного газа в камере бетатрона и по другим причинам, мгновенная орбита электрона, испущенного источником, испытывает «синусоидальные» колебания и со временем приближается к стационарной. Устойчивость «бетатронной» орбиты может быть достигнута лишь при определённом законе изменения  $H(R)$  в области  $R \approx R_0$ . Необходимо, чтобы напряжённость магнитного поля либо возрастала, либо спадала медленнее, чем  $\sim \frac{1}{R}$ . В противном случае центробежная сила, действующая на электрон и равная  $pv/R$ , вне стационарной орбиты превышает силу Лоренца  $e\nu B$ , которая удерживает электрон на орбите, а внутри неё, напротив, не может удерживать частицы от падения к центру орбиты. Поэтому условие устойчивости стационарной орбиты имеет вид:

$$-\frac{R\partial H}{H\partial R} = n, \quad 0 < n < 1. \quad (9.20)$$

Ввиду наличия неизбежных на практике искажений магнитного поля величина  $n$  должна выбираться в более узких пределах обычно от 0,6 до 0,75. При меньших значениях  $n$  (около 0,5) имеет место нежелательная «перекачка» энергии между различными видами колебаний в бетатроне. Вблизи  $n = 0$  и 1 ухудшается фокусировка электронов и имеет место возмущение их орбиты.

Основным конструктивным элементом бетатрона является электромагнит, обмотка которого 1 питается переменным током, создающим переменное магнитное поле в кольцевом зазоре между полюсами 2, магнитный поток замыкается наружным ферромагнитным «ярмом» 3 (рис. 9.2).

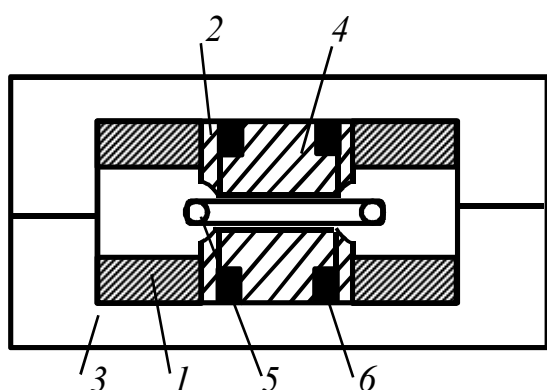


Рисунок 9.2

Полюсам магнита придаётся специально рассчитанная форма для обеспечения фокусировки частиц. Сердечник магнита 4 набирается из тонколистового железа с промежуточными слоями изолятора с целью снижения влияния вихревых токов. Индукция поля в кольцевом зазоре создаётся в основном за счёт изменения магнитного потока в сердечнике. В этом зазоре помещается вакуумированная камера бетатрона. Выполнение «бетатронного» условия (9.16) обеспечивается с помощью

дополнительной обмотки 6. Для исправления искажений магнитного поля в зазоре обычно применяется несколько дополнительных обмоток на полюсах магнита, с помощью которых производится коррекция работы бетатрона.

Ускорение электронов производится в тороидальной вакуумной камере, изготовленной из стекла или фарфора с диаметром до 1 м и более, помещённой в зазор бетатрона. Камера имеет эллиптическое поперечное сечение – до 12 см по высоте и 30–40 см по радиусу. В камере помещён инжектор – электронная пушка малых размеров, испускающая электроны в конусе  $2\text{--}15^\circ$  со скоростями, направленными приблизительно перпендикулярно к орбите. Пушка включается периодически на несколько мкс с частотой изменения магнитного поля. Для этого на нее подается высоковольтный импульс в те моменты, когда орбита, радиус которой определяется мгновенным значением индукции поля  $B(t, R)$ , лежит внутри камеры. Нестационарная мгновенная орбита электронов приближается к стационарной со скоростью, приблизительно  $B^{-1}$ . Энергия инжектируемых электронов обычно составляет от 2 кэВ до 100 кэВ. За один цикл ускоряется  $10^9\text{--}10^{10}$  частиц.

Ускоренные электроны направляются на «мишень», помещенную внутри камеры бетатрона, поле которой вызывает уменьшение или увеличение радиуса орбиты (с помощью специальной обмотки). Тормозное излучение электронов,



сталкивающихся с «мишенью», выходит из камеры. В некоторых случаях осуществляется вывод ускоренных электронов из камеры бетатрона.

Энергия электронов, ускоренных в бетатроне, ограничивается магнитотормозным («синхротронным») излучением электронов, преимущественно в ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях. Заряженная частица, движущаяся по окружности вокруг силовой линии вихревого магнитного поля излучает электромагнитные волны с частотой

$$\omega = \frac{eB}{m_0} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (v - \text{скорость частицы, } m_0 - \text{масса покоя частицы}).$$

Энергия излучения электрона за один период обращения в магнитном поле бетатрона, пропорциональна четвертой степени полной энергии электрона и обратно пропорциональна радиусу орбиты. В результате этого возрастание энергии электронов замедляется. Этот эффект становится существенным при энергии электрона свыше 100 МэВ. Поэтому конструирование бетатронов на энергии выше 500 МэВ принципиально нецелесообразно. Как уже указывалось, более высокие энергии достигаются ускорителями иных типов.

В настоящее время бетатроны используются, главным образом, для предварительного ускорения электронов до 2–5 МэВ. В синхротронах (см. ниже), в которых радиус стационарной орбиты изменяется пропорционально скорости электронов, во избежание чрезмерного увеличения размеров вакуумной камеры ускорителя электроны ускоряются до возможных скоростей в бетатронном режиме.

Бетатроны используются в промышленности, в частности, для диагностики качества изготовления крупногабаритных металлических изделий, в медицине при проведении бетатерапии, в разнообразных научных исследованиях и т. д.

## 9.4 Строение материи и элементарные частицы

Элементарные частицы – мельчайшие частицы материи, и их специфические свойства проявляются и в её «макроскопических» свойствах, характерных для двух основных форм материи – «вещества» и «поля». При этом рассмотренные выше различные виды взаимодействий между частицами определяют существующие «уровни организации» материи.

Барионы, в особенности нейтроны и протоны (нуклоны), образуют ядра атомов. Большая интенсивность взаимодействия нуклонов является причиной чрезвычайной прочности ядер, для разрушения которых необходимо затратить колоссальную энергию. Более слабое электромагнитное взаимодействие связывает положительно заряженные ядра с отрицательно заряженными электронами, что приводит к образованию атомов вещества. При этом атом может содержать большое количество электронов, поскольку заряд ядра, компенсируемый общим зарядом электронов, нейтральный. В целом атом может быть образован большим числом протонов – более 100. Это обстоятельство обусловлено тем фактом, что «сильное» взаимодействие

примерно на два порядка интенсивнее электромагнитного и в состоянии удерживать более 100 протонов в ядре, которые испытывают взаимное электростатическое отталкивание. Таким образом, число устойчивых элементов в таблице Менделеева определяется, по порядку величины, соотношением между «ядерными» и «электрическими» силами. Ввиду возможного большого количества электронов в атомах возможны разнообразные «электронные конфигурации» атомов, что приводит к многообразию химических свойств существующих в природе элементов. Будучи «электрическими» системами, атомы сами способны вступать в электромагнитное взаимодействие, что обуславливает огромное разнообразие молекулярных соединений. «Высшими» по сложности организации являются «биологические макромолекулы», состоящие из сотен тысяч атомов. Особая организация этих молекул лежит в основе живой материи. Поскольку данные современной науки свидетельствуют о единстве свойств микрочастиц во всей наблюдаемой нами части Вселенной, то указанные формы организации материи должны иметь место на многих небесных телах; поэтому можно утверждать, что и жизнь не является уникальным, «земным» явлением. (В последнее время на высоком научном уровне обсуждаются проблемы контакта с «внеземными цивилизациями», существование которых почти не вызывает сомнений).

Роль двух других видов взаимодействий элементарных частиц в «земных» условиях сравнительно менее значительна. Гравитационное взаимодействие наглядно проявляется в основном в притяжении всех тел к Земле, что создаёт «силу веса» – давление тела на опору (или подвес). Однако наличие «силы веса» отнюдь не является необходимым условием жизни и цивилизации; известно, что космонавты в условиях невесомости живут полноценной жизнью и успешно ведут научные исследования, причём в этих условиях нормально работают многочисленные приборы и т. д. Это обусловлено сравнительно малым влиянием гравитационных взаимодействий на химические взаимодействия, имеющие электрическую природу, из-за относительно малой интенсивности гравитационных сил. Ещё меньше роль «слабого» взаимодействия, которое обуславливает лишь некоторые медленно протекающие ядерные превращения типа бета-распада.

Однако в масштабах больших областей Вселенной – галактик, состоящих из огромного числа звёзд, многие из которых могут иметь планетные системы, а также Вселенной в целом, роль отдельных видов взаимодействий может коренным образом изменяться. Многие грандиозные космические явления типа рождения звёзд и планетных систем, образования звёздных ассоциаций и скоплений межпланетного газа и пыли и т. д. протекают при активном участии гравитационных сил, которые выступают на первый план для систем, состоящих из громадного числа элементарных частиц. Поэтому современная космология – наука о строении Вселенной «в большом» и её эволюции – базируется, в первую очередь, на общей теории гравитации (общей теории относительности). В гл. 1 упоминалось, в частности, явление «гравитационного коллапса», приводящее к образованию «чёрных дыр» – интереснейших

объектов исследования в современной астрономии. Наряду с этим, в масштабах Вселенной проявляются и «сильные» взаимодействия и существенно возрастает роль «слабых» взаимодействий. Поэтому современная космология оказывается тесно связанной с физикой элементарных частиц.

По современным представлениям, источником колоссальной энергии, выделяющейся в недрах звёзд и достаточной для поддержания непрерывного потока их излучения в течение миллиардов лет, являются процессы термоядерного синтеза лёгких ядер («выгорания» водорода в гелий), связанные с проявлением «сильного» взаимодействия. Для образования исходных продуктов этого синтеза из протонов решающую роль, однако, играют «слабые» взаимодействия, в результате чего во Вселенной образуются потоки нейтрино (см. ниже). Роль этих взаимодействий может быть значительной и на промежуточных этапах ядерных превращений; связанные с этим сложные проблемы ещё изучены недостаточно. В рассеянии энергии звёзд посредством излучения фотонов (в широком диапазоне длин волн, от гамма – излучения до радиоволн) решающую роль играют электромагнитные взаимодействия, однако на определённых стадиях эволюции звёзд «слабые» взаимодействия могут вносить значительный вклад посредством мощного нейтринного излучения. На конечной стадии эволюции звёзд существенную роль могут играть тяжёлые барионы – «гипероны», что может привести к образованию «гиперонных» звёзд. Во Вселенной наблюдаются процессы, сопровождающиеся огромным выделением энергии, например, вспышки «сверхзвёзд»; они могут быть связаны с образованием нуклонов и других барионов из «истинно элементарных частиц» (претендентами на роль таких частиц являются, например, «кварки»). Эти процессы являются предметом интенсивного совместного изучения астрофизикой и физикой элементарных частиц. К числу интересных проблем, связанных с ролью электромагнитного взаимодействия во Вселенной, относится «зарядовая асимметрия» наблюдаемой её части. Вся наша Галактика заполнена «веществом», построенным из «положительных протонов» (и нейтронов) и «отрицательных электронов».

Чрезвычайно интересные проблемы возникли в связи с открытием в 1965 г. так называемого «реликтового излучения» – электромагнитного излучения, заполняющего всю наблюдаемую часть Вселенной, интенсивность и спектр которого соответствуют излучению абсолютно чёрного тела с температурой 2,7 К. Оно наблюдается с помощью радиотелескопов и болометров (в том числе установленных на космических летательных кораблях) в широком диапазоне радиоволн – от 0,5 см до 50 см. Средняя плотность «реликтовых» фотонов во Вселенной примерно 400 на кубический сантиметр (т. е. более  $10^8$  фотонов на каждый атом вещества). Существование реликтового излучения подтверждает космологическую гипотезу «горячей Вселенной», согласно которой Вселенная образовалась из плотного сгустка материи с очень высокой температурой (достаточной для эффективного протекания реакции синтеза лёгких элементов). При таких высоких температурах материя существовала в виде «плазмы», находящейся в термодинамическом равновесии

с излучением. В ходе последующего расширения температура плазмы снижалась, и становилось возможным образование тяжёлых ядер, а затем и атомов вещества. Тепловое излучение этой «остывшей» к настоящему времени Вселенной и наблюдается в виде «реликтового излучения». Исследование этого излучения даёт ценную информацию космологического характера; например, изотропность реликтового излучения свидетельствует об изотропии и однородности «большой» Вселенной, и т. д. В то же время, изотропность реликтового излучения оказывает влияние и на ряд «современных» процессов во Вселенной. Частицы сверхвысоких энергий, входящие в состав первичных космических лучей, взаимодействуют с «реликтовыми фотонами» и испытывают торможение, причём энергия фотонов возрастает, что может обуславливать наличие фонового рентгеновского излучения во Вселенной. При столкновении реликтовых фотонов с высокоэнергетическими протонами происходят процессы рождения пионов. Изучение влияния реликтового «фона» на заселённость нижних энергетических уровней молекул межзвёздного вещества (газа и пыли) в результате поглощения фотонов позволяет оценивать температуру реликтового излучения (такая оценка возможна и при прямых измерениях в радиодиапазоне). Таким образом, исследование «фоновых» фотонов методами физики элементарных частиц вносит существенный вклад в развитие науки об эволюции Вселенной.

Большую информацию о процессах, протекающих в недрах звёзд, в том числе Солнца, которые находятся в центре внимания современной астрофизики, даёт изучение нейтринных потоков во Вселенной. Нейтрино, т. е. частица с нулевым зарядом, спином  $\frac{1}{2}\hbar$  и, по-видимому, нулевыми массами покоя и магнитным моментом, возникает в природе в результате многих процессов. К ним относится, например, естественная радиоактивность содержащихся в земной коре  $\beta$ -активных элементов. Регистрация возникающих таким путём «земных» нейтрино представляет значительные экспериментальные трудности. Далее, упомянутый выше процесс рождения пионов при столкновении «космических» протонов с «реликтовыми» фотонами также приводит к появлению нейтрино в результате распадов по схеме  $\pi^\pm + \mu^\pm + \nu$  (при этом могут возникать нейтрино с энергиями до  $10^{20}$  эВ). Такие процессы происходят в атмосфере Земли и в «межзвёздном» галактическом газе. К настоящему времени удалось надёжно зарегистрировать нейтрино, рождающиеся указанным путём в атмосфере Земли. В недрах Солнца и звёзд нейтрино возникают в определённые периоды их эволюции при реакциях термоядерного синтеза. Кроме того, наряду с реликтовыми фотонами могут существовать «реликтовые нейтрино», возникшие на начальной стадии эволюции «горячей» Вселенной. Число нейтрино, заполняющих всю Вселенную, может составлять около 200 на кубический сантиметр (включая и антинейтрино); средняя энергия нейтрино оценивается в  $(2-3) \times 10^{-4}$  эВ, что соответствует температуре нейтринного газа 2–3 К (как и для реликтового «фотонного» газа). Регистрация реликтовых нейтрино имеет большое

принципиальное значение для решения многих проблем космогонии и космологии. Наконец, мощные потоки нейтрино могут испускаться при превращении протонов в нейтроны по схеме  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  в результате уже упоминавшегося «гравитационного коллапса» – быстрого сжатия звезды с образованием в конечном счёте «нейтронной звезды». При таком процессе за время порядка 10 мс испускается порядка  $10^{57}$  нейтрино (число протонов в звезде).

Обладая «нулевой» массой и будучи электрически нейтральными, нейтрино чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом, и потому обнаружение нейтрино является очень трудной задачей экспериментальной ядерной физики. Для этой цели используются реакции типа «обратного  $\beta$ -распада» ( $n + \nu \rightarrow p + e^-$ ,  $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$ ) или явление отдачи ядра в момент испускания нейтрино (например, при  $k$ -замене электрона ядром  $Be^7$ ). Взаимодействие нейтрино с другими элементарными частицами осуществляется посредством «слабого» взаимодействия (и, разумеется, значительно более слабого гравитационного взаимодействия). Процессы взаимодействия нейтрино с некоторыми ядрами удаётся зарегистрировать в пузырьковой камере. Наличие надёжных экспериментальных средств детектирования нейтрино позволяет превратить изучение его свойств в мощное средство исследования как микро– так и макромира Вселенной в целом. Совокупность методов «нейтринного зондирования» Вселенной образует особый раздел астрономии – «нейтринную астрономию», её развитие, в свою очередь, привело к выделению нового раздела физики – «нейтринной астрофизики». Эти науки принадлежат сегодня к числу самых молодых и перспективных областей познания свойств материи.

Чувствительность современных нейтринных детекторов позволит обнаруживать нейтринное излучение ближайшей к нам звезды – Солнца и сверхмощных источников излучения – «сверхновых звёзд». Теория излучения Солнца, основанная на представлении о том, что вся светимость Солнца полностью обеспечивается энергией упомянутого выше термоядерного синтеза водорода в гелий (в глубинных слоях Солнца, температура которых оценивается в  $15 \times 10^6$  К). Синтез каждого атома  $He^4$  сопровождается испусканием двух («электронных») нейтрино, причём полный поток нейтрино у поверхности Земли должен составлять  $6,5 \times 10^{10}$  частиц в секунду на квадратный сантиметр поверхности; этот поток уносит, согласно этим представлениям, около 3 % энергии термоядерного синтеза. Наличие эллиптичности Земной орбиты обуславливает сезонные вариации – около 7 % – потока солнечных нейтрино; по этим вариациям проверять «солнечное» происхождение зарегистрированных на Земле нейтрино. Эксперименты по обнаружению солнечного нейтринного потока, проведённые с помощью радиохимического детектора нейтрино, содержавшего 610 т жидкого перхлорэтилена  $C_2Cl_4$  и установленного под Землёй на глубине 1 480 м для определения фона космических лучей. Солнечные нейтрино с энергией выше 0,81 МэВ образуют в результате реакции  $Cl^{37} + \nu \rightarrow Ar^{37} + e^-$  радиоактивный

изотоп аргона с периодом полураспада 35 сут. Основной вклад (76 %) в эффект должны давать нейтрино с более высокой энергией (до 14 МэВ); поток таких нейтрино зависит от температуры как  $T^{20}$ , поэтому «хлорный» детектор является очень чувствительным «термометром» для глубинных слоёв Солнца. Проведенные эксперименты дали довольно неожиданный результат: поток солнечных нейтрино оказался значительно слабее ожидавшегося и не был надёжно зарегистрирован на «фоне» детектора. Этот результат привёл к необходимости пересмотра существующих теоретических моделей Солнца и ещё не получил однозначного объяснения. Помимо солнечных нейтрино существует принципиальная возможность обнаружения «нейтринных вспышек» при взрывах сверхновых звёзд. Обнаружение нейтринных потоков с помощью сверхчувствительных детекторов будущего позволит изучить процессы эволюции звёзд, что явится значительным вкладом в построение картины эволюции Вселенной в целом.

Тесная связь между проблемами физики элементарных частиц и космологии иллюстрируется также так называемым «космологическим совпадением»: отношением «космологического радиуса»  $R$  Вселенной к «классическому» радиусу электрона  $\frac{e^2}{m_e c^2}$  и отношением сил электрического и гравитационного взаимодействий между электроном и протоном  $\frac{e^2}{\gamma m_e m_p}$  ( $\gamma$  – постоянная тяготения) оказываются одного порядка величины, причём

$$\frac{R_0}{e^2/m_e c^2} \sim \frac{e^2}{\gamma m_e m_p} \sim 10^{40} \sim \sqrt{N_0}, \quad (9.21)$$

где  $N_0$  – общее число частиц во Вселенной, т. е. число атомов водорода в сфере радиуса  $R_0$ . Подобные совпадения в настоящее время имеют лишь качественные объяснения. Однако наличие глубоких связей между строением материи «в целом» и «в большом», обусловленное единством материального мира, не вызывает сомнений, и их раскрытие представляет фундаментальную задачу физики будущего. В решении этой задачи большая роль принадлежит дальнейшему развитию экспериментальной техники на основе научно-технического прогресса. Ведущая роль в этом движении вперёд принадлежит современному инженеру, сочетающему глубокое понимание физических основ с полным овладением соответствующей технической специальностью.

*Навчальне видання*

**НАМІТОКОВ** Кемаль Кадирович

Конспект лекцій

## **З ТЕХНІЧНОЇ ФІЗИКИ**

**(ТОМ III. ОПТИКА, АТОМНА ФІЗИКА, СВІЛОТЕХНІКА)**

*(для вищих технічних навчальних закладів)*

(Рос. мовою)

Відповідальний за випуск *В. Ф. Харченко*

Редактор *О. В. Михаленко*

Комп'ютерний набір і верстання *Т. Ю. Четверікова*

Дизайн обкладинки *Г. А. Коровкіна*

Підп. до друку 21.09.2018    Формат 60x84/16

Друк на ризографі    Ум. друк. арк. 30,8

Тираж 50 пр.    Зам. №

Видавець і виготовлювач:

Харківський національний університет міського господарства імені О. М. Бекетова,

вул. Маршала Бажанова, 17, Харків, 61002

Електронна адреса: [rektorat@kname.edu.ua](mailto:rektorat@kname.edu.ua)

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:

ДК № 5328 від 11.04.2017