

УДК 624.048

В.Е.АБРАКІТОВ, О.Ю.НІКІТЧЕНКО, кандидати техн. наук

Харківська національна академія міського господарства

С.Є.СЕЛІВАНОВ, д-р техн. наук

Харківський національний автомобільно-дорожній університет

ПРИЧИНИ УТВОРЕННЯ КАУСТИК І МІКРОСТРУКТУРА ФРОНТУ ЗВУКОВОЇ ХВИЛІ

У роботах [1, 2, 4] авторами почата спроба математично моделювати (за рахунок створення математичного опису форми фронту) випромінювання від плоского джерела шуму й від просторового джерела шуму у вигляді прямокутного паралелепіпеду. Але справа ускладнюється наявністю каустик хвильових фронтів. Пояснено їх виникнення, тобто розглянуто мікроструктуру фронту (на молекулярному рівні).

У роботах [1, 2] авторами почата спроба математично моделювати (за рахунок створення математичного опису форми фронту) випромінювання від плоского джерела шуму й від просторового джерела шуму в повітрі у вигляді прямокутного паралелепіпеду. На прикладі останнього можна показати, що за рахунок побудови математичних моделей хвильових фронтів можна не тільки описувати спад абсолютних значень інтенсивності на різних відстанях від джерела, але й обчислювати відносні логарифмічні рівні, виражені в децибелах, що має особливе значення в акустиці. Але проста апроксимація форми фронту, наприклад, під такий, що показаний на рис.1, ускладнена наявністю каустик [3-5]. Робота [5] присвячена докладному опису форм каустик та метаморфоз хвильових фронтів, але за рахунок чого виникають такі метаморфози?

Передачу руху в газі можна зобразити тільки за допомогою детальної картини межмолекулярної взаємодії, та знайти силу, з якою кожна з ділянок (обсягів) газу взаємодіє із сусідніми обсягами, у вигляді результуючого тиску. Якщо обсяг газу складається з досить великої кількості молекул, окремі зіткнення між ними можна замінити середньою величиною переданого ними імпульсу за одиницю часу й через одиницю поверхні, що розділяє обсяги. Імпульс за одиницю часу є по визначенню сила, а сила, віднесена до одиниці поверхні, є тиском.

Варто мати на увазі, що в ідеальному газі імпульс передається через поверхню тільки перпендикулярно до неї. Прямий облік зіткнень між молекулами показує, що може переноситися й складова імпульсу, дотична до поверхні. Взаємодія між двома окремими молекулами має складний характер. На більших відстанях всі молекули дуже слабо притягаються, а на малих відстанях, порівняних з їхніми розмірами, дуже сильно відштовхуються. Крім того, молекули більшості газів –

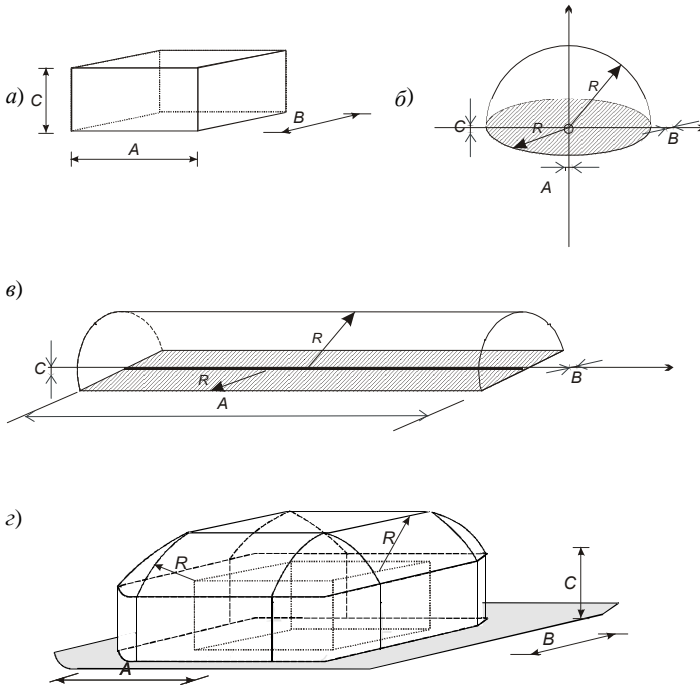


Рис.1 – Джерело випромінювання у формі прямокутного паралелепіпеда розмірами $A \times B \times C$ (а) і форми хвилових фронтів від нього (у півпросторі): від точкового (б), лінійного (в) і просторового (г) джерел (згідно з роботою [4])

двохатомні (O_2 , H_2 , N_2), так що сила взаємодії залежить не тільки від відстані, але й від взаємної орієнтації молекул у просторі. Тому розгляду підлягає не реальна взаємодія у всій складності, а тільки найбільш зручна й проста модель газу, властивості якої якісно передають його реальне поведіння. Деталі взаємодії різні в різних газах, і якби ми спробували врахувати їх у кожному випадку, вийшла б теорія окремих газів: азоту, кисню, повітря, але не газу взагалі. В моделі газу притяганням на більших відстанях зневажають взагалі (ця модель свідомо не буде відбивати деяких властивостей реальних газів, наприклад, здатності до зрідження, що для завдань безпеки життєдіяльності зовсім не важливо). Всі властивості сил відштовхування містять в одному припущенні, що молекули взаємодіють просто як пружні кулі. Реальні кулі здатні не тільки переміщатися, але й обертатися. У молекул це не приймається в увагу, якщо спеціально не вивчають їхній обертний рух. Оскільки ми зараз цікавимося переносом імпульсу,

обертання несуттєво. У більшості випадків модель пружних куль задовільно відбиває основні риси переносу руху в газі. Як же відбувається цей перенос? Поки дві кульки не перебувають у контакті, вони взагалі не взаємодіють. Від зіткнення до зіткнення вони вільні. Поки молекула рухається вільно, вона пронизує в просторі якийсь циліндричний обсяг і може зштовхнутися тільки з тими іншими молекулами, які хоча б частково зайдуть у цей циліндр. Центри таких молекул можуть бути вилучені від осі циліндра не більше, ніж на відстань подвійного радіуса, тобто діаметра. Звичайно, інші молекули влітають і вилітають у циліндр або з нього, але в середньому число їх залишається постійним протягом того короткого часу, що проходить між зіткненнями. Тому число зіткнень в одиницю часу дорівнює середньому числу молекул у циліндрі, радіус якого дорівнює діаметру молекули, а довжина чисельно дорівнює швидкості молекули. Якщо щільність молекул помножити на обсяг цього циліндра, саме й вийде шукане середнє число зіткнень, що будь-яка дана молекула випробує за одиницю часу. Зворотна величина звідси є середній час, що молекула летить вільно від зіткнення до зіткнення. Це час, помножений на швидкість молекули, дорівнює середньому шляху, що молекула проходить між зіткненнями і який інакше називається вільним пробігом. Легко побачити, що швидкості скорочується з вираження для величини вільного пробігу, що залежить, таким чином, тільки від радіуса молекул й їхньої щільності в просторі. Помітимо, що такий вивід ставиться тільки до моделі пружних куль. У повітрі нормальної щільності вільний пробіг становить приблизно 0,0000002 м. Діаметр молекули дорівнює приблизно 0,000000001 м. На більших висотах, де щільність повітря мала, вільний пробіг відповідно більше. За допомогою поняття пробігу дуже легко зрозуміти механізм процесів переносу в газах. Розглянемо спочатку молекулярний перенос енергії, тобто теплопровідність газу. Теплопровідність означає перенос внутрішньої енергії від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою, або просто усередині нерівномірно нагрітого тіла від більше гарячої частини до більше холодного. Який же мінімальний розмір повинен мати обсяг газу, щоб можна було говорити про його температуру? Тут під "обсяг газу" розуміється аж ніяк не молекула, а невеликий обсяг. Щоб можна було говорити про його температуру, необхідно, щоб у ньому встановилася теплова рівновага. Єдиний спосіб його встановлення полягає в тому, що молекули обмінюються між собою енергією, поки не досягнуть такого стану, що подальші зіткнення міняти її не будуть. Якщо тепер цей обсяг ізолювати від всіх зовнішніх впливів, то в ньому вже ніяких подальших перерозподілів енергії відбуватися не буде. Стан теплової

рівноваги характеризується певною температурою. Щоб у деякому обсязі газу встановилася своя температура, молекули, що становлять даний обсяг, повинні зіштовхуватися. Отже, розглянутий обсяг газу повинен мати розміри вільного пробігу. При менших розмірах зіткнення не здійсниться. Розглянемо тепер дві сусідніх ділянки газу з різними температурами. Відповідно до вищевказаного, вони повинні бути розділені відстанню порядку одного пробігу. У більше гарячому обсязі молекули мають більшу кінетичну енергію, чим у більше холодному. Сусідні обсяги, зрозуміло, обмінюються молекулами. У результаті цього обміну частина енергії перейде в обсяг з меншою температурою. Це і є процес переносу тепла, або теплопровідність. Підрахунок показує, що енергія, стерпна в такий спосіб за одиницю часу через одиницю поверхні, пропорційна спаду температури на одиниці довжини. Коефіцієнт пропорційності є теплопровідністю. Чим більше довжина вільного пробігу, тим далі переноситься молекулами енергія, тим більше теплопровідність.

Повернемося тепер до питання про будову хвильового фронту в районі каустики. Поза каустикою, з обох сторін від фронту, плин газу цілком можна вважати гладким. Там має сенс говорити про певні, постійні температуру й тиск газу. Можна припустити, що одна частина газу може передати енергію інший, тільки роблячи роботу над нею за рахунок сил тиску. Молекулярний перенос енергії, або теплопровідність, здійснюється в області гладкого плинку дуже повільно, так що нею там можна попросту зневажити. Але в районі каустики температура міняється так сильно, що теплопровідність стає визначальною для структури стрибка. Через поверхню, проведену десь у самій області зламу фронту, переноситься дуже багато енергії саме молекулярним шляхом (рис.2).

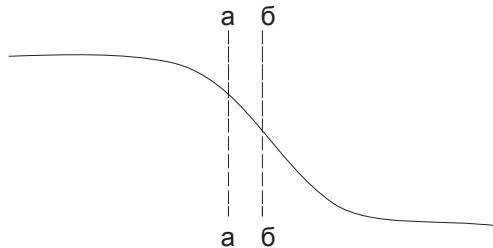


Рис.2 – Зразковий хід тиску в області ударного переходу

Тепер ми вже не вважаємо його нескінченно тонким, а хочемо простежити, як початковий стан p_0V_0 переходить у кінцевий p . Процес

необоротного стиску здійснюється в перехідній області. Виділимо деякий шар між площинами aa і bb там, де здійснюється сам ударний перехід. Через кожну з таких площин проходить той самий потік енергії, тому що якби через bb із шару випливало більше енергії, ніж утікає через aa , то енергія накопичувалася б у шарі. Але тепер уже не можна вважати, що енергія передається від шару до шару тільки за рахунок роботи стиску: в області крутого спаду температури обов'язково істотну роль грає й тепловий потік. Він пропорційний спаду температури на одиниці довжини. Звідси треба, щоб злам фронту в районі каустики повинен мати кінцеву ширину. Якби температура падала стрибком, вона повинна була б мінятися на скінченну величину на як завгодно малій довжині. У перерахуванні на кінцеву довжину це відповідало б нескінченному падінню, тобто й нескінченному потоку тепла. Але тому, що загальний потік енергії кінцевий й постійний, його теплова частина теж повинна бути скрізь кінцевою. Тому спад температури обов'язково здійснюється на кінцевій довжині. Існує й молекулярний механізм переносу кількості руху в газі, що полягає в тому, що при русі одного обсягу газу по іншому молекули з обсягу, що рухається, залітають у нерухомий і захоплюють його із собою: (в'язкість – властивість газу). Облік грузлого переносу кількості руху газу теж приводить до розмивання хвильового фронту. Будову перехідної області вдається розглянути кількісно тільки в тому випадку, коли тиск у стрибку змінюється на малу частину від початкового. Тоді вся ширина (або товщина) перехідного шару дорівнює вільному пробігу, діленому на відносну зміну тиску. Тому вона в стільки ж разів більше пробігу, у скільки разів початковий тиск більше його зміни у хвилі. Але якщо відносна амплітуда хвилі порядку одиниці, то й вся ширина перехідної області не більше одного пробігу. Слід зазначити, що якщо весь перехід відбувається на одному пробігу, то поняття теплопровідності й в'язкості значною мірою не мають сенсу. Тепловий потік пропорційний спаду температури на одиниці довжини тільки в тому випадку, коли сама температура мало міняється на довжині одного пробігу. Термін «теплопровідність» не зовсім точно відбиває досить складний необоротний процес, що відбувається усередині стрибка. Навіть саме поняття тиску сильно змінюється у вузькій перехідній області. Звичайно в газі має силу закон Паскаля, відповідно до якого тиск на будь-яку площадку перпендикулярно їй і не залежить від її орієнтації в просторі. Цьому закону й відповідає термін «тиск». У зоні стрибка один обсяг газу діє на інший більш складним чином. Закон Паскаля порушується, і є не тільки перпендикулярна, але й дотична до площадки складові сили.

Іноді хвиля ніяк не може вся укластися на одній довжині вільного

пробігу, якою би сильною вона не була. Це відбувається тоді, коли повна зміна стану газу не може відбуватися «з одного удару». Розглянемо це питання докладніше. Атоми в молекулах здатні коливатися друг щодо друга без того, щоб цілість молекули порушилася. Наприклад, у двохатомній молекулі атоми зрушуються й розсовуються по кінцях уявленої прямої, проведеної між ядрами. Як і всякий рух у газі, коливання тим інтенсивніше, чим вище температура. Якщо початковий стан газу – холодний, а кінцевий має високу температуру, то інтенсивність коливань повинна дуже сильно збільшуватися в стрибку. Виявляється, однак, що коливання збуджуються далеко не при всякому зіткненні між молекулами: їхній переносний рух не так легко переходить у коливальний. Нерідко для того, щоб коливання набрали повну силу, потрібно до 10000 зіткнень. Тому ясно, що на відстані одного пробігу коливання ніяк не встигнуть збудитися. На цьому пробігу вся енергія хвилі буде витрачена на те, щоб збільшити тільки енергію переносного й обертового руху молекул. Що ж відбудеться далі?

Можна побудувати одну адіабату Гюгоніо, припускаючи, що коливань молекул не існує зовсім, і іншу адіабату Гюгоніо з урахуванням коливального руху. Вони розрізняються тим, що теплоємність газу, молекули якого здатні коливатися, вище, ніж у газу, де коливань немає. Коливання є як би додатковим тепловим резервуаром, що відсмоктує внутрішню енергію на себе, тому потрібно більше тепла, щоб нагріти газ на один градус, якщо тепло витрачається й на порушення коливань.

Адже з рівняння Клапейрона відомо, що тиск пропорційний абсолютній температурі газу, що в свою чергу визначає його внутрішню енергію. А без обліку коливань температура вище, тому що теплоємність менше. Тому разом з температурою й тиск без обліку коливань вище, що й відбито на рис.3 у взаємному розташуванні адіабат. Ударний перехід відбувається по хорді, що з'єднає початкове й кінцеве стани на адіабаті Гюгоніо. Якщо хвиля не дуже сильна, то хорда *OL*, проведена з початкового стану, зовсім не перетинає адіабату *OB*. Початковий стан у результаті ударного стиску поступово переходить у таке кінцеве, коли коливання молекул порушені відповідно до приналежної їм частці в загальній енергії газу. Стрибок розмазується на стільки пробігів, скільки потрібно для передачі енергії коливанням.

Якщо хвиля сильна, то хорда *OK* перетне й адіабату *OB*. Тоді та частина переходу, що відповідає відрізку хорди *OM*, буде відбуватися на одній довжині пробігу, тобто не буде відрізнятися від звичайної ударної хвилі. Але в цій хвилі коливання молекул ще не збудяться, вся енергія передається переносному й обертовому руху. Подальший її

перехід у коливання здійсниться на відрізку хорди MO , але це вже відбудеться плавно на такому числі пробігів, яке потрібно для встановлення рівноваги між всіма видами руху молекул. При цьому температура газу буде знижуватися (рис.4).

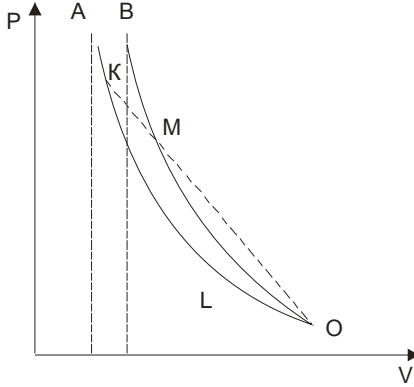


Рис.3 – Дві адіабати Гюгонію. Вони проведені з того самого початкового стану O . OB відповідає припущенню, що коливань немає, OA – що вони є. Покажемо насамперед, що OB лежить вище OA . На кривій OB на частку чисто переносного руху належить більше енергії, чим на OA . Отже, при тому же ступені стиску точкам на OB відповідає більша щільність кінетичної енергії газу, а отже, і більший тиск.

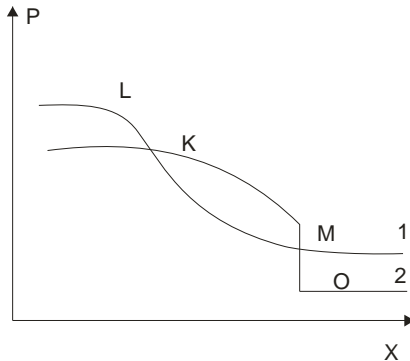


Рис. 4 – Профілі тиску для обох розглянутих випадків

Таким чином, у контексті роботи [4] пояснено явище утворення каустик хвильових фронтів звукової хвилі на молекулярному рівні.

1.Коржик Б.М., Абракитов В.Э. Влияние фронтов поверхности распространения звуковой энергии на расчеты уровней звукового давления в целях прогнозирования шумового режима городов // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.3. –

К.: Техніка, 1994. – С.105-110.

2.Абракітов В.Э. Типичные формы волновых фронтов разнообразных видов излучений // Коммунальное хозяйство городов: Науч.-техн. сб. Вып.38. – К.: Техніка, 2002. – С.215-219.

3.Абракітов В.Е. Багаторазові відбиття звуку в акустичних розрахунках. – Харків: ХНАМГ, 2007. – 416 с.

4. Абракітов В.Е. На шляху до наукових відкриттів. – Харків: Парус, 2007. – 424 с.

5.Абракітов В.Е. Каустики хвильових фронтів і їхні метаморфози // Строительство, материаловедение, машиностроение: Сб. науч. тр. Вып.28. – Днепропетровск: ПГАСиА, 2004. – С.237-241.

Отримано 06.02.2008

УДК 629.3.015.6

К.В.ДАНОВА, канд. техн. наук, В.В.ДАНОВА

Харківська національна академія міського господарства

МОДЕЛЮВАННЯ ШУМОВИПРОМІНЮВАННЯ ТРАНСПОРТНОГО ЗАСОБУ НА ОСНОВІ ТЕОРІЇ ГРАФІВ

Розглядаються етапи побудови математичних моделей за допомогою теорії графів.

Для розробки ефективних шумозахисних засобів, спрямованих на захист робочих місць та сельбищної зони від шкідливої дії шуму необхідно підвищувати інформативність досліджень процесів шумовипромінювання.

Математичне моделювання дозволяє дослідити об'єкт, що має складну структуру, в достатньому обсязі без значних ресурсних витрат. Спрощення складної системи дає змогу виявити найбільш суттєві риси елементів об'єкту із збереженням взаємозв'язків між ними. Це, у свою чергу, дозволяє отримати нову інформацію про об'єкт дослідження.

Різноманітність методів моделювання обумовлюється великою кількістю завдань, що ставляться перед дослідниками. Огляд методів математичного моделювання виконано в роботах [1, 2]. Вибір методу моделювання обумовлюється специфікою області дослідження та характеристикою результатів, що очікуються.

При моделюванні розповсюдження акустичних коливань від джерела шумовипромінювання в навколишнє середовище, зокрема на робочі місця та сельбищну зону, можна застосовувати теорію графів.

Графічне представлення математичної моделі має ряд переваг: по-перше, наочність відображення процесу моделювання та його результату, по-друге – зручність відображення функціональних зв'язків між елементами [1].