(кстати, очень легко определяемый экспериментально, как и τ), можно найти весьма необходимую для анализа различных процессов величину $x_0 = r_0/r_m$, измерение которой довольно трудоемко для больших полостей и, по-видимому, совершенно невозможно в настоящее время для микропузырьков (например, в ультразвуковой кавитации).

Поступила 30 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Голубничий П. И., Громенко В. М., Филоненко А. Д.** О природе импульса электрогидродинамической сонолюминесценции.— ЖТФ, 1980, т. 50, № 11.
2. **Голубничий П. И., Громенко В. М., Кудленко В. Г., Филоненко А. Д.** Об электромагнитном излучении, сопровождающем коллапс парогазовой полости, инициированной мощным энерговыделением в жидкости.— В кн.: Нестационарные проблемы гидродинамики. Вып. 48. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1980.
3. **Перник А. Д.** Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966.
4. **Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

УДК 534.2 : 532

ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

В. А. Мурга

(*Ленинград*)

Известно, что поглощение звука в ограниченных средах обусловлено в основном вязкостью и теплопроводностью жидкостей. Кирхгоф [1] разработал общую теорию, описывающую механизм такого поглощения, и применил ее, в частности, для рассмотрения вопроса о поглощении звука, распространяющегося в трубах. Рэлей [2] применил теорию Кирхгофа для исследования поглощения звука пористой стенкой при нормальном падении на нее звуковой волны. Б. П. Константинов [3] также с помощью теории Кирхгофа решил задачу о поглощении звука жесткой изотермической (с бесконечной теплопроводностью), а также теплоизолированной плоской стенкой при произвольном угле падения волны.

Естественным развитием в этом направлении является изучение поглощения звука на границе раздела двух жидкостей. Такая задача, помимо научного интереса, имеет и практическое значение, например, для гидроакустики, а также для разработки некоторых методов визуализации звука в газах и жидкостях [4].

Предлагаемая работа посвящена решению этой задачи. Результаты могут применяться как для жидких, так и для твердых (резиноподобных) тел.

1. Пусть в отсутствие звуковых колебаний граница раздела двух жидких сред представляет собой горизонтальную плоскость, так что для краткости будем говорить о верхней и нижней средах. В верхней среде на границу раздела падает плоская синусоидальная звуковая волна. Введем декартову систему координат так, что плоскость раздела совпадает с плоскостью xz, падающая, отраженная и преломленная волны лежат в плоскости xy, ось y направлена в верхнюю среду. Поля температур и скоростей в каждой среде описываются линеаризованными уравнениями гидромеханики

$$(1.1)\qquad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} P + \nu\Delta\mathbf{v} + \frac{1}{3}\nu\operatorname{grad}(\operatorname{div}\mathbf{v}),\quad \frac{\partial s}{\partial t} + \operatorname{div}\mathbf{v} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\gamma-1}{\alpha}\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\varkappa}{\rho c_V}\Delta T,\quad s = \frac{\gamma}{c^2}\frac{P}{\rho} - \alpha T,$$

где $\mathbf{v}$ — скорость; t — время; ρ — плотность; ν — коэффициент кинематической вязкости; $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности; $\gamma = c_p/c_V$; c_p и c_V — теплоемкости единицы массы жидкости при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно; α — коэффициент теплового расширения; c — скорость звука (лапласова); s — акустическое сжатие среды; T и P — акустические температура и давление.

В дальнейшем предполагается, что для обеих сред выполняются условия

(1.2) $$(\nu\omega/c^2)^{1/2} \ll 1, \quad (\chi\omega/c^2)^{1/2} \ll 1,$$

где χ — коэффициент температуропроводности.

Решение уравнений (1.1), соответствующее предложенной задаче, должно иметь такой вид, чтобы зависимость от времени давалась множителем $\exp(-ht)$, а зависимость от продольной координаты x — множителем $\exp(mx)$, где $h = i\omega$, $m = ik \sin\theta$, ω — угловая частота колебаний, $k = \omega/c$, θ — угол падения (отражения); в дальнейшем эти множители опускаем. Такое частное решение для температуры, давления и компонент скорости записывается для верхней среды с точностью до несущественного в данной задаче размерного множителя в виде

(1.3) $$P = Q_2\rho c^2, \quad u = AQ + c\sin\theta\cdot Q_2,$$

$$v = A\frac{m\nu}{h}\frac{dQ}{dy} + A_1(\gamma-1)\chi\frac{dQ_1}{dy} + \frac{c\sin\theta}{m}\frac{dQ_2}{dy}, \quad T = \frac{\gamma-1}{\alpha}(A_1Q_1 + Q_2).$$

Здесь u и v — компоненты вектора скорости $\mathbf{v}$ по осям x и y соответственно; $Q = \exp\left(i\sqrt{\frac{h}{\nu}}\,y\right)$; $Q_1 = \exp\left(i\sqrt{\frac{h}{\chi}}\,y\right)$; $Q_2 = k^2[\exp(-ik\cos\theta\cdot y) + A_2\exp(ik\cos\theta\cdot y)]$; A, A_1, A_2 — неопределенные константы. Функция Q_2 имеет смысл совокупности падающей и отраженной волн на достаточно большом расстоянии от границы раздела, чтобы можно было пренебречь влиянием температурного и динамического пограничных слоев; A_2 — коэффициент отражения.

Для нижней среды выражения для температуры и скорости аналогичны формулам (1.3), при этом

$$Q' = \exp\left(-i\sqrt{\frac{h}{\nu'}}\,y\right), \quad Q_1' = \exp\left(-i\sqrt{\frac{h}{\chi'}}\,y\right),$$
$$Q_2' = A_2'k'^2\exp(-ik'y\cos\theta').$$

Здесь штрихами помечены величины, относящиеся к нижней среде; θ' — угол преломления; функция Q_2' имеет смысл прошедшей волны; A_2' — коэффициент прохождения. Кроме того, здесь предполагается отсутствие полного внутреннего отражения звука от границы раздела (докритические углы падения). Случай закритических углов падения будет рассмотрен ниже.

Граничные условия на возмущенной поверхности раздела в линейном приближении могут быть заменены условиями на невозмущенной плоскости. Таким образом, при $y = 0$ должны выполняться следующие соотношения (с учетом (1.2)):

(1.4) $$u = u', \quad v = v', \quad T = T', \quad \varkappa\partial T/\partial y = \varkappa'\partial T'/\partial y, \quad \mu\partial u/\partial y = \mu'\partial u'/\partial y,$$
$$P = P'.$$

Здесь учтено, что статические значения температур и давлений в обеих средах равны друг другу; $\mu = \nu\rho$.

Подставляя в граничные условия (1.4) выражения (1.3), получаем систему алгебраических линейных уравнений относительно неизвестных констант A, A_1, A_2, A', A_1', A_2'. Решение этой системы дает соотношения для коэффициента отражения

(1.5) $$A_2 = \frac{\cos\theta - (\rho c/\rho' c')\cos\theta' - M}{\cos\theta + (\rho c/\rho' c')\cos\theta' + M}$$

и для коэффициента прохождения

(1.6) $$A_2' = \frac{(2\rho/\rho')\cos\theta}{\cos\theta + (\rho c/\rho' c')\cos\theta' + M},$$

где

$$M = \frac{1-i}{\sqrt{2}}\left[\sin^2\theta\cdot\left(\frac{\nu\omega}{c^2}\right)^{1/2}\frac{(1-\rho/\rho')^2}{1+\sqrt{\mu\rho/\mu'\rho'}} + (\gamma-1)\left(\frac{\chi\omega}{c^2}\right)^{1/2}\times\right.$$
$$\left.\times\frac{(1-\rho c_p\alpha'/\rho' c_p'\alpha)^2}{1+\sqrt{\varkappa\rho c_p/\varkappa'\rho' c_p'}}\right]. \tag{1.7}$$

Если пренебречь вязкостью и теплопроводностью (положить $M=0$), то (1.5), (1.6) переходят в формулы Рэлея [2].

Если $\rho/\rho' \to 0$, то (1.5) переходит в формулу Константинова [3] для случая жесткой стенки с бесконечной теплопроводностью. Если $\rho/\rho' \to 0$, но при этом $\varkappa\rho/\varkappa'\rho' \to \infty$, то (1.5) переходит также в формулу Константинова [3] для случая жесткой теплоизолированной стенки.

Коэффициент поглощения, определенный как отношение диссипируемой в единицу времени механической энергии в пограничных слоях вблизи границы раздела к потоку энергии, падающей из верхней среды на границу раздела, равен

$$D = 1 - A_2\bar{A}_2 - \frac{\rho' c\cos\theta'}{\rho c'\cos\theta}A_2'\bar{A}_2'$$

(речь идет об осредненном по времени коэффициенте поглощения, черта отмечает комплексно-сопряженное число). Используя (1.5), (1.6), получаем

$$D = 4X/[(X+Y+1)^2+1], \tag{1.8}$$

где

$$X = \cos\theta/M_R, \quad Y = \rho c\cos\theta'/(\rho' c' M_R). \tag{1.9}$$

Здесь M_R — вещественная часть M (1.7).

Из (1.8) видно, что коэффициент поглощения D заметно отличается от нуля, когда $X \sim 1$, а $Y \lesssim 1$. В частности, максимальное значение коэффициента поглощения наступает, когда $X = \sqrt{2}$, $Y = 0$, или с учетом (1.9)

$$\cos\theta/M_R = \sqrt{2}, \quad \rho c\cos\theta'/(\rho' c' M_R) = 0. \tag{1.10}$$

При этом

$$D = D_{\max} = 2(\sqrt{2}-1) \approx 0{,}83. \tag{1.11}$$

Таким образом, наибольшее значение коэффициента поглощения, какое только может быть при прохождении звуковой волны через границу раздела двух жидкостей, не связано с какими-либо свойствами жидкостей, не зависит от частоты колебаний и дается выражением (1.11). Этот результат был получен для частного случая отражения звука от жесткой стенки в [3]; можно видеть, однако, что он остается справедливым в общем случае прохождения звука через границу раздела произвольных жидкостей.

Второе равенство в условиях (1.10), при соблюдении которых достигается максимальное значение коэффициента поглощения (1.11), может быть удовлетворено двумя способами: во-первых, если $\rho/\rho' = 0$ (здесь мы приходим к случаю, рассмотренному в [3]); во-вторых, если $\cos\theta' = 0$ (в этом случае выполняется соотношение $c'/c \geqslant 1$, а угол падения равен критическому углу $\theta_{\text{кр}}$). В соответствии с этим первое условие в (1.10) переписывается в виде

$$\sqrt{1-(c/c')^2} = M_R\sqrt{2}. \tag{1.12}$$

Таким образом, максимальное значение коэффициента поглощения (1.11) достигается при критическом угле падения, если, кроме того, выполняется соотношение (1.12). Поскольку здесь не накладывается никаких ограничений на величину ρ/ρ', значение M_R, как это следует из (1.7), может быть не малой по сравнению с единицей величиной (если $\rho/\rho' \gg 1$), и тогда соотношение (1.12) может выполняться при критических углах падения, далеких от $\pi/2$. В этом состоит существенное отличие рассмотренного случая от случая, когда $\rho/\rho' = 0$ (здесь M_R является существенно малой величиной, и поэтому, как это видно из первого условия в (1.10), угол падения должен быть близок к $\pi/2$).

Отметим своеобразную симметрию явления достижения максимального значения коэффициента поглощения (1.11) при наступлении полного внутреннего отражения ($\cos\theta' = 0$) по отношению к этому же явлению при $\rho/\rho' = 0$.

Если $\rho/\rho' \to \infty$, то из (1.7)—(1.9) следует, что $D \to 0$. Таким образом, при отражении звука от свободной границы поглощение звуковой энергии не имеет места.

2. При закритических углах падения звука $c'/c \geqslant 1$ и $\theta \geqslant \theta_{\text{кр}}$. Чтобы получить формулу для коэффициента отражения, нужно в (1.5) произвести замену

$$\cos\theta' = i\sqrt{(c'/c)^2\sin^2\theta - 1} = in,$$

где n — вещественная положительная величина. Поскольку в случае полного внутреннего отражения не происходит излучения звуковой энергии в нижнюю среду, для коэффициента поглощения справедливо соотношение $D = 1 - A_2\bar{A}_2$, или

$$D = 4X/[(1+X)^2 + (1+Y)^2], \tag{2.1}$$

где $X = \cos\theta/M_R$; $Y = \rho cn/(\rho' c' M_R)$. Наибольшее значение коэффициента поглощения (2.1) здесь, как и ранее, равно $2(\sqrt{2} - 1)$ и достигается при $X = \sqrt{2}$, $Y = 0$. Объединяя только что полученный результат (закритические углы падения) с полученным ранее (докритические углы падения), можно сказать, что при выполнении условия (1.12) коэффициент поглощения, рассматриваемый как функция угла падения, достигает наибольшего значения $2(\sqrt{2} - 1)$ при прохождении величины угла падения через критическое значение.

Автор выражает благодарность Т. П. Жижиной за большую помощь в работе.

Поступила 2 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kirchhoff G.** Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Ichallbewegung.— Poggendorf's Annalen, 1868, Bd 134, N 6.
2. **Стретт Дж. В. (лорд Рэлей).** Теория звука. Т. 2. М.: ГИТТЛ, 1955.
3. **Константинов Б. П.** О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы.— ЖТФ, 1939, т. 9, с. 226.
4. **Хейран М. Э.** Измерение и визуализация акустических волновых полей.— ТИИЭР, 1979, т. 67, № 4.

УДК 534.232

О ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ В ЖИДКОСТИ С ПОГЛОЩАЮЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

П. И. Голубничий, Г. С. Калюжный, С. Д. Корчиков

(*Ворошиловград*)

Генерация звука лазерным пучком в жидкости, связанная с вскипанием жидкости на поглощающих центрах, изучена сравнительно мало. Впервые акустические эффекты при вскипании жидкости в лазерном пучке наблюдались в [1]. Было обнаружено изменение показателя преломления жидкости под действием акустического излучения микропузырьков, образующихся на поглощающих частицах в зоне лазерного пучка [2—4]. Однако прямых измерений акустического излучения от ансамбля микропузырьков, равномерно распределенных по области взаимодействия лазерного пучка с жидкостью, насколько известно авторам, не проводилось. Настоящая работа является предварительным сообщением о результатах экспериментального исследования данного класса оптико-акустических явлений.