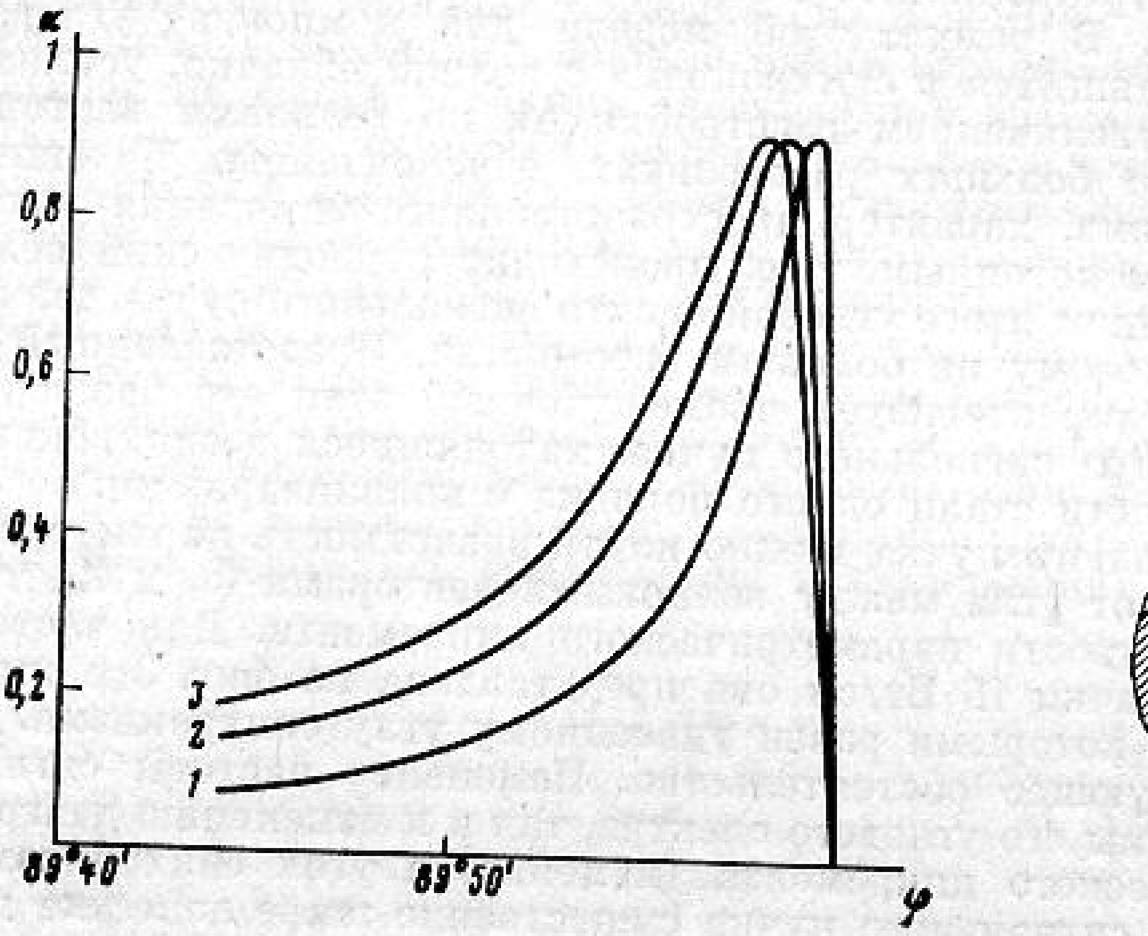
УДК 534.26

ОТРАЖЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ ИМПЕДАНСНОЙ ГРАНИЦЕЙ В СРЕДЕ С ПОТЕРЯМИ

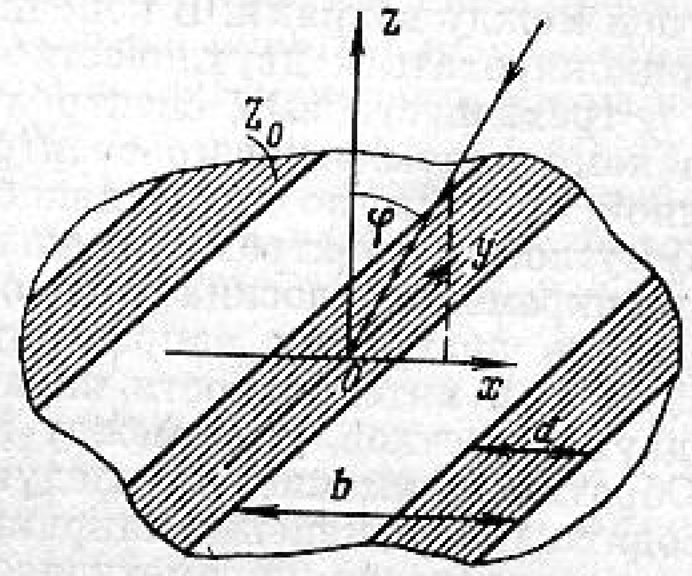
Велижанина К. А., Вощукова Е. А., Нефедов Н. Н.

В работе делается оценка влияния потерь в пограничном слое за счет вязкости и теплопроводности при отражении плоской звуковой волны от поглотителя, представляющего собой бесконечную плоскость с некоторым заданным импедансом и бесконечную дифракционную решетку, у которой абсолютно жесткие полоски чередуются с полосками, имеющими заданный локальный импеданс.

Решение поставленной задачи проводится на основе асимптотического исследования полной линеаризованной системы уравнений гидродинамики (уравнение Навье — Стокса, уравнение состояния, уравнение непрерывности, уравнение, выражающее закон сохранения энергии). Асимптотика решения строится с помощью предложенного в [1] метода, позволяющего получить строгое с математической точки зрения приближенное решение задачи, в данном случае с точностью до членов второго порядка относительно малого параметра, пропорционального квадратному корню из вязкости и температуропроводности. В результате для коэффициента отражения от плоской однородной границы с импедансом Z_0 получено следующее выражение (с точностью до членов порядка $\omega\eta_1/c_0^2$):



Фиг. 1.



Фиг. 2.

$$R=\left(\cos\varphi-\sin^2\varphi\sqrt{\frac{i\omega\eta_1}{c_0^2}}-\frac{\rho_0c_0}{Z_0}\right)\Bigg/\left(\cos\varphi+\sin^2\varphi\sqrt{\frac{i\omega\eta_1}{c_0^2}}+\frac{\rho_0c_0}{Z_0}\right). \quad (1)$$

Здесь φ — угол падения, $\omega=2\pi f$ — циклическая частота, ρ_0 — плотность среды, c_0 — скорость звука, η_1 — кинематический коэффициент сдвиговой вязкости. В случае жесткой границы ($|Z_0|\to\infty$) (1) переходит в выражение, полученное Константиновым в [2]. Если $\cos\varphi\gg\sqrt{\frac{\omega\eta_1}{2c_0^2}}\sin^2\varphi$, то учет вязкости приводит к небольшому (порядка $\sqrt{\omega\eta_1/c_0^2}$) изменению коэффициента отражения по сравнению со случаем идеальной среды. При углах же падения, близких к скользящим, возможность возникновения эффекта Константинова [2] определяется характером угловой зависимости Z_0. В самом деле, если Z_0 не зависит от угла падения звука (случай локального импеданса), то член ρ_0c_0/Z_0 в формуле (1) при больших углах падения является доминирующим и коэффициент поглощения $\alpha=1-|R|^2$ монотонно стремится к нулю при $\varphi\to 90°$. В случае же, когда $|Z_0|\to\infty$ при $\varphi\to 90°$ величина ρ_0c_0/Z_0 становится сравнимой с остальными величинами в (1) и имеет место эффект Константинова (фиг. 1).

Задача об отражении плоской звуковой волны от неоднородной периодической поверхности (полоски имеют заданный удельный локальный импеданс Z_0) решалась тем же методом. Рассматривалась двумерная задача (см. фиг. 2). Предполагалось, что длина падающей волны много больше ширины импедансной полоски. При этом можно считать, что давление на ширине импедансной полоски меняется мало и может быть заменено своим средним значением. Если распространяющейся является только отраженная волна нулевого порядка, то коэффициент отражения с точностью до членов порядка $\omega\eta_1/c_0^2$ равен

$$R=\left[\left(\cos\varphi-\sin^2\varphi\sqrt{\frac{i\omega\eta_1}{c_0^2}}\right)\Bigg/\left(\cos\varphi+\sin^2\varphi\sqrt{\frac{i\omega\eta_1}{c_0^2}}\right)\right]\times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{d}{b} \frac{\omega \rho_0}{Z_0} \frac{V_0^2}{k} \frac{1 \Big/ \left(\cos\varphi + \sin^2\varphi \sqrt{\dfrac{i\omega\eta_1}{c_0^2}} \right) + 1 \Big/ \left(\cos\varphi - \sin^2\varphi \sqrt{\dfrac{i\omega\eta_1}{c_0^2}} \right)}{1 + \dfrac{\omega\rho_0}{Z_0} \dfrac{d}{b} \sum\limits_{-\infty}^{\infty} [V_n^2 / (\sqrt{i\eta_1/\omega}\, \alpha_n^2 + \gamma_n)]} \right\}, \tag{2}$$

где $k=\omega/c_0$, $\alpha_0=k\sin\varphi$, $\gamma_0=k\cos\varphi$, $\alpha_n=\alpha_0+2\pi n/b$, $\gamma_n=-i\sqrt{\alpha_n^2-k^2}$, $V_n=\sin(\alpha_n d/2)/(\alpha_n d/2)$.

Если положить $\eta_1=0$, то выражение (2) совпадает с тем, которое было получено в [3], где решалась задача о дифракции плоской звуковой волны на неоднородной периодической структуре в идеальной среде. Из вида выражения (2) ясно, что эффект Константинова будет иметь место в случае $d/b \ll 1$.

В заключение отметим, что несмотря на то что влияние вязкости на распространение звука вблизи границы может привести к изменению характера угловой зависимости коэффициента поглощения (эффект Константинова), учитывать это явление при расчете звукопоглощающих систем следует только в случае, когда система предназначена для работы в условиях скользящих углов падения звука на систему.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бутузов В. Ф., Нефедов Н. Н.* Асимптотическое решение линеаризованной задачи о распространении звука в ограниченной среде с малой вязкостью.– Всесоюз. конф. по асимптотическим методам. Алма-Ата: Наука, 1979, с. 42.
2. *Константинов Б. П.* Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченной среде. Л.: Наука, 1974.
3. *Велижанина К. А., Гамулин А. В.* Дифракция звука на периодической неоднородной поверхности.– Акуст. журн., 1977, т. 23, № 1, с. 41–45.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступила в редакцию
20.VIII.1981
после окончательного исправления
1.III.1984

УДК 534.26

К ТЕОРИИ ЛОКАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Иоффе И. В.

В смектических жидких кристаллах типа А [1] и в сверхрешетке цилиндрических магнитных доменов возможны [2] дополнительные ветви акустических волн. В указанных системах возможно локальное нарушение периодичности: появление точечных дефектов, например примеси, или появление в смектическом жидком кристалле дополнительного смектического слоя [1], а в пленке со сверхрешеткой цилиндрических доменов – появление дополнительной линии доменов [2], т. е. появление аналогов дислокаций в обычных кристаллических решетках. В обычных кристаллах наличие дефектов в виде точек или дислокаций приводит к появлению локальных колебаний (см., например, работу [3]), т. е. слабозатухающих возбуждений акустической ветви колебаний, амплитуда которых убывает с ростом расстояния до дефекта. Учитывая наличие в рассматриваемых системах дополнительных ветвей колебаний, представляет интерес исследовать возможность существования локальных колебаний второго звука в сверхрешетках. Насколько известно автору, этот вопрос рассматривается впервые. Ниже рассмотрение проводится в приближении работы [3], при котором наличие дефекта или дислокации описывается δ-функционной особенностью постоянной упругости. Отметим, что возбуждение локальных колебаний в жидких кристаллах можно наблюдать аналогично работе [4], а в сверхрешетке цилиндрических магнитных доменов – аналогично работам [2, 5]. Анализ показывает, что локальные колебания в рассматриваемых системах невозможны в окрестности точечного дефекта, а в жидких кристаллах – и в окрестности дислокаций, лежащих в плоскости смектических слоев. Ниже предполагается, что сверхрешетка доменов и слои в жидком кристалле расположены в плоскости xy; a, s – постоянная и скорость звука в сверхрешетке или расстояние между слоями и скорость второго звука; $k_0 \equiv \omega s^{-1}$; $\gamma=\pm 1$; s_1 – характеризует величину δ-образного изменения постоянной упругости.

Рассмотрим сверхрешетку доменов при наличии дислокации, совпадающей с осью x. Следуя работе [3], для фурье-образа смещений решетки цилиндрических магнитных доменов получим выражение

$$u_{k_y}(x) = \frac{\gamma a}{2\pi} (k_m s_1)^2 u_{k_y}(0) \int\limits_0^{k_m} (\omega^2 - k_y^2 s^2 - k_x^2 s^2)^{-1} \cos(k_x x)\, dk_x. \tag{1}$$