нием столкновительного уширения, увеличивает инверсию. Ее увеличение с ростом давления лимитировано насыщением однородного столкновительного уширения вследствие его перехода в неоднородное при нарушении условия парности соударений (справедливости марковского описания). Существенно бо́льшие инверсии — вплоть до полной — на основании оценок [4] ожидаются для примесных молекул в низкотемпературных матрицах.

Поскольку инверсия приводит к обращению знака сателлитов поглощения—усиления пробного поля [5], вследствие описанного механизма инверсии становится возможным индуцированное излучение на частоте атомного перехода. Этот эффект подтвержден экспериментально в смеси паров Rb и Ar [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Жидков А. Г., Яковленко С. И. Препринт ИОФ АН СССР № 246. М., 1985. [2] Гришанин Б. А.//ЖЭТФ. 1983. 85. С. 447. [3] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., 1963. [4] Гришанин Б. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 50. [5] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, 1977. [6] Бимагамбетов Т. С., Гришанин Б. А., Одинцов В. И. Препринт физ. фак. МГУ № 20/1987. М., 1987.

Поступила в редакцию
06.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222.2

О ТЕРМООПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЗВУКА НА ГРАНИЦЕ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ СРЕД

А. А. Карабутов, А. В. Уваров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано термооптическое возбуждение звука на границе прозрачной и поглощающей теплопроводящих сред в случае произвольного отношения их акустических импедансов. Подробно рассмотрены случаи сильной и слабой теплопроводности.

Оптическое возбуждение звука является важным источником мощных звуковых импульсов, а также основой различных методов исследования оптических и акустических свойств сред [1—4].

Этот эффект удобно использовать для широкополосной акустической и оптоакустической спектроскопии в связи с возможностью расчета частотного спектра возбуждаемых акустических сигналов. На генерацию звука существенное влияние может оказывать теплообмен на границе прозрачной и поглощающей сред [3, 4], при этом, вообще говоря, необходимо учитывать также и тепловое расширение прозрачной среды. Анализу термооптического возбуждения звука с учетом теплообмена сред методом спектральных передаточных функций [5, 6] посвящена настоящая работа.

В общем случае, особенно в оптико-акустической микроскопии, размеры области тепловыделения малы по сравнению с длиной звуковой волны и возбуждаемая волна далека от плоской. Однако передаточная функция в трехмерном случае есть произведение передаточной функции при плоской геометрии волны и апертурного фактора [6].

Поэтому ограничимся одномерным случаем и будем считать лазерный пучок широким. Постановка задачи традиционна [2, 5—8], учитываются теплопроводность и тепловое расширение обеих сред, произвольность соотношения акустических импедансов сред, теплообмен на границе. Эту задачу целесообразно решать спектральным методом. Будем искать решение в виде

$$v=\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t}\tilde{v}\,d\omega.$$

В силу линейности системы спектральная плотность скорости $\tilde{v}$ пропорциональна спектру интенсивности лазерного импульса $\tilde{f}(\omega)$. Вне области тепловыделения $|x|\gg\max\left(\alpha^{-1},\ \sqrt{\chi_2/\omega},\ \sqrt{\chi_1/\omega}\right)$ реализуется режим лишь бегущих звуковых волн, и решение может быть записано в форме

$$\tilde{v}_1(\omega)=K_1(\omega)\tilde{f}(\omega)\exp\left(-i\frac{\omega}{c_{l1}}x\right),$$

$$\tilde{v}_2(\omega)=K_2(\omega)\tilde{f}(\omega)\exp\left(i\frac{\omega}{c_{l2}}x\right),$$

где K_1 и K_2 — спектральные передаточные функции термооптического возбуждения звука соответственно в прозрачной и поглощающей средах.

Существует несколько частот, характеризующих термооптическое возбуждение звука в теплопроводящих средах. 1. Частота, $\omega_T=\alpha^2\chi_2$, на которой волновой вектор тепловой волны равен коэффициенту поглощения света. При $\omega\ll\omega_т$ поглощение света происходит в термически тонком слое. На этих частотах существенно проявляется теплопроводность. 2. Частота $\omega_а=\alpha c_{l2}$, на которой акустический волновой вектор равен коэффициенту поглощения света. При $\omega\ll\omega_а$ поглощение света происходит в акустически тонком слое. 3. Частота $\omega_0=c^2_{l2}/\chi_2$, на которой волновые векторы акустической и тепловой волн равны. При $\omega\ll\omega_0$ распространение звука происходит адиабатически, в этом приближении получены все результаты. Частота ω_0 ($\sim10^{11}-10^{13}$ с$^{-1}$, см. таблицу) ограничивает сверху диапазон применимости полученных результатов на уровне гигагерц.

Особенности термооптического возбуждения звука звисят от соотношения между частотами $\omega_т$, $\omega_а$, ω_0 и, так как $\omega_0\omega_т=\omega_а^2$, его можно охарактеризовать одним безразмерным параметром $m=\omega_т/\omega_а=\omega_а/\omega_0=\alpha\chi_2/c_{l2}$. Как видно из таблицы, только в случае сильного поглощения $\alpha\geqslant10^4$ см$^{-1}$ параметр m может быть сравним с единицей. В обратном случае ($m\ll1$) характерные частоты $\omega_т$, $\omega_а$, ω_0 сильно различаются.

В приближении адиабатического распространения акустических волн передаточные функции выражаются следующим образом:

$$K_1(\omega)=\frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2c_{p2}}\frac{n}{n+1}\frac{1}{1+i\omega/\omega_т}\left\{\frac{i\omega/\omega_т}{1-i\omega/\omega_а}+\frac{1+b}{1+M}+\sqrt{-i\omega/\omega_т}\,\frac{M-b}{M+1}\right\},\tag{1}$$

$$K_2(\omega)=\frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2c_{p2}}\frac{1}{n+1}\frac{1}{1+i\omega/\omega_т}\left\{i\frac{\omega}{\omega_т}\frac{1-in\omega/\omega_а}{1+(\omega/\omega_а)^2}+\frac{1+b}{1+M}+\right.$$
$$\left.+\sqrt{-i\omega/\omega_т}\,\frac{M-b+nm}{M+1}\right\}.\tag{2}$$

Здесь $n=\rho_2 c_{l2}/(\rho_1 c_{l1})$ — отношение акустических импедансов сред, $M=\rho_1 c_{p1}\sqrt{\chi_1}/(\rho_2 c_{p2}\sqrt{\chi_2})$ — отношение тепловых потоков в прозрачную и поглощающую среды, $\beta^*=\beta(1-(4/3)\,c_t^2/c_l^2)$ — «эффективный» коэффициент теплового расширения, параметр $b=\beta_1^*\sqrt{\chi_1}/(\beta_2^*\sqrt{\chi_2})$ характеризует относительный вклад теплового расширения сред в генерацию звука.

Параметры	Алюминий	Медь	Стекло	Трансформаторное масло
β^*, K^{-1}	$4{,}67\cdot10^{-5}$	$3{,}42\cdot10^{-5}$	$7{,}2\cdot10^{-5}$	$0{,}69\cdot10^{-3}$
χ, $м^2/с$	$0{,}88\cdot10^{-4}$	$1{,}12\cdot10^{-4}$	$8{,}73\cdot10^{-7}$	$8{,}83\cdot10^{-8}$
$\rho c_p\sqrt{\chi}$	$2{,}23\cdot10^{4}$	$3{,}69\cdot10^{4}$	$1{,}45\cdot10^{3}$	$0{,}44\cdot10^{3}$
ω_0, $с^{-1}$	$4{,}45\cdot10^{11}$	$1{,}97\cdot10^{11}$	$3{,}55\cdot10^{13}$	$2{,}3\cdot10^{13}$
ρc_l, $кг/(м^2с)$	$16{,}9\cdot10^{6}$	$42\cdot10^{6}$	$12{,}3\cdot10^{6}$	$1{,}28\cdot10^{6}$
$\beta^*/(\rho c_p)$, $м^3/Дж$	$1{,}97\cdot10^{-11}$	$0{,}98\cdot10^{-11}$	$4{,}68\cdot10^{-13}$	$4{,}62\cdot10^{-10}$
$\beta^*\sqrt{\chi}$	$4{,}38\cdot10^{-7}$	$3{,}62\cdot10^{-7}$	$6{,}73\cdot10^{-10}$	$2{,}05\cdot10^{-7}$

Продолжение

Параметры	Вода	Спирт	Воздух
β^*, K^{-1}	$3\cdot10^{-4}$	$11\cdot10^{-4}$	$3{,}67\cdot10^{-3}$
χ, $м^2/с$	$1{,}5\cdot10^{-7}$	$0{,}9\cdot10^{-7}$	$1{,}96\cdot10^{-5}$
$\rho c_p\sqrt{\chi}$	$1{,}6\cdot10^{3}$	$0{,}6\cdot10^{3}$	6,28
ω_0, $с^{-1}$	$1{,}5\cdot10^{13}$	$1{,}6\cdot10^{13}$	$6{,}04\cdot10^{9}$
ρc_l, $кг/(м^2с)$	$1{,}5\cdot10^{6}$	$0{,}9\cdot10^{6}$	431
$\beta^*/(\rho c_p)$, $м^3/Дж$	$7{,}1\cdot10^{-11}$	$5{,}7\cdot10^{-10}$	$2{,}82\cdot10^{-6}$
$\beta^*\sqrt{\chi}$	$1{,}16\cdot10^{-7}$	$3{,}3\cdot10^{-7}$	$1{,}62\cdot10^{-5}$

Для часто измеряемой в оптико-акустической спектроскопии колебательной скорости границы $x=0$ можно записать аналогично:

$$v(x=0)=\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\omega t}K_0(\omega)\,\tilde{f}(\omega)\,d\omega,$$

где

$$K_0(\omega)=\frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}}\,\frac{1}{1+n}\,\frac{1}{1+i\omega/\omega_т}\left\{\frac{1+b}{1+M}+\frac{(1+n)/(1+M)}{1+i\omega/\omega_0}-\right.$$

$$\left.-in\frac{\omega}{\omega_т}\,\frac{1+i\omega/\omega_a}{1+(\omega/\omega_a)^2}+\sqrt{-i\frac{\omega}{\omega_т}}\,\frac{M+nm-b}{M+1}+\frac{\sqrt{-i\omega/\omega_т}}{1+i\omega/\omega_0}\,\frac{M(n+1)}{M+1}\right\}. \quad (3)$$

Как нетрудно видеть, передаточные функции при импедансном характере границы поглощающей среды являются взвешенной суммой передаточных функций при закрепленной ($K_з$) и свободной ($K_{св}$) границах:

$$K=(K_з+nK_{св})/(1+n). \quad (4)$$

Отметим, что $K_{13}\equiv0$. Это связано с тем, что если прозрачная среда

акустически гораздо более плотная, чем поглощающая, то тепловое расширение поглощающей среды не может оказать на нее воздействие, а тепловое расширение прозрачной среды происходит при свободной границе, и в силу условия $\omega \ll \omega_0$ возбуждение звука малоэффективно. В соответствии с (4) временная форма звуковых импульсов при произвольном отношении импедансов есть взвешенная сумма форм при закрепленной ($n=0$) и свободной ($n \to \infty$) границах (при одном и том же световом импульсе).

Рассмотрим возбуждение звука при сильном поглощении света и высокой теплопроводности $m \sim 1$ (поглощающая среда — металл или полупроводник). Тогда $\omega_т \sim \omega_а \sim \omega_0 \gg \omega$, и теплопроводность существенна во всем рабочем диапазоне частот. Соответственно, передаточные функции принимают вид

$$K_2(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1 + b + n\sqrt{-i\omega/\omega_0}}{(1+n)(1+M)}.$$

При закрепленной границе поглощающей среды ($n=0$) передаточная функция не зависит от частоты:

$$K_{2з}(m \sim 1) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1+b}{1+M}. \tag{5}$$

На временном языке это означает, что звуковой сигнал повторяет форму светового импульса. Второе слагаемое в числителе определяет вклад теплового расширения прозрачной среды в возбуждение звука в поглощающей среде. Из таблицы видно, что прозрачная среда может существенно увеличивать эффективность возбуждения звука, для ее повышения необходимо использовать среды с высокими значениями параметров β^* и $\beta^*\sqrt{\chi}$ (например, трансформаторное масло — алюминий).

Для свободной акустической границы ($n \gg 1$)

$$K_{2св}(m \sim 1) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{\sqrt{-i\omega/\omega_0}}{1+M} \tag{6}$$

и передаточная функция соответствует известному решению задачи Даниловской [7] возбуждения звука в теплопроводящей среде поверхностным нагревом. Прозрачная среда при этом не влияет на возбуждаемую волну ввиду малости ее волнового импеданса.

Из (5) и (6) следует, что эффективность возбуждения звука в сильнопоглощающих средах при свободной границе много меньше, чем при закрепленной:

$$\frac{|K_{2св}(m \sim 1)|}{|K_{2з}(m \sim 1)|} \sim n \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}} \ll 1.$$

Влияние дипольных источников может быть существенным на частотах $\omega \gtrsim \omega_0/n^2$ и может проявляться только при больших n (почти свободная граница, прозрачная среда — газ). Следовательно, для повышения эффективности возбуждения звука в сильнопоглощающих средах необходимо уменьшать отношение импедансов n поглощающей и прозрачной сред. Этим, по-видимому, объясняется известный экспериментальный факт резкого увеличения сигнала, возбуждаемого в металлах, при нанесении на поверхность жидкости (даже прозрачной).

Отношение импедансов n сильно влияет и на фазу ψ передаточной функции:

$$\operatorname{tg}\psi = -\frac{n\sqrt{\omega/2\omega_0}}{1+b+n\sqrt{\omega/2\omega_0}}.$$

В области низких частот $\omega<\omega_0/n^2$ сдвиг фаз $\operatorname{tg}\psi\sim n$. Это позволяет определять характер акустической границы поглощающей среды по фазе оптико-акустического сигнала. На рис. 1 представлены модуль (*а*)

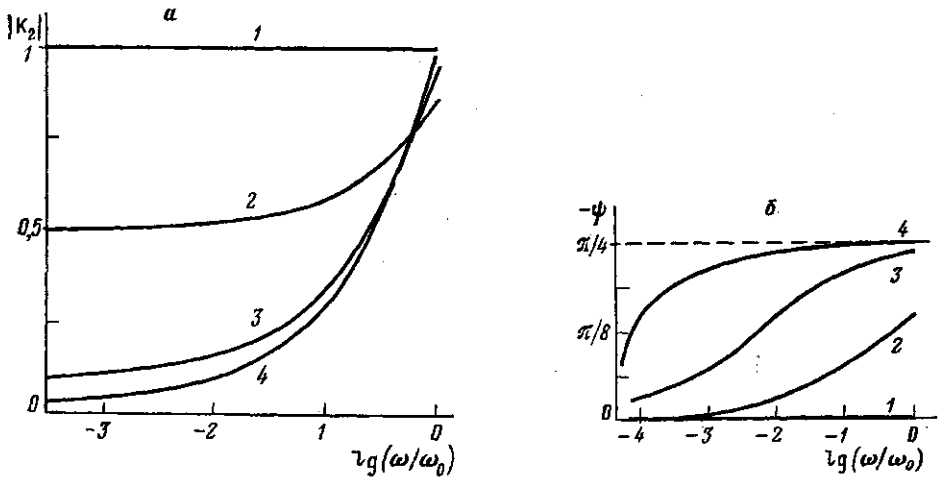

Рис. 1

и фаза (*б*) передаточной функции K_2 для сильнопоглощающей среды ($m=1$) в зависимости от частоты при $b=0$ и $n=0$ (*1*), 1 (*2*), 10 (*3*), 100 (*4*).

В прозрачной среде в случае $m\sim 1$ передаточная функция $K_1(\omega)$ не зависит от частоты:

$$K_1(\omega) = \frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}}\,\frac{n}{n+1}\,\frac{1+b}{1+M}.$$

Это понятно, так как при $\omega\ll\omega_0$ глубина тепловыделения в прозрачной среде всегда мала по сравнению с длиной акустической волны. В этом варианте «косвенной» оптико-акустической спектроскопии амплитуда сигнала растет с увеличением отношения акустических импедансов n, а основной вклад в сигнал дает тепловое расширение среды с бóльшим значением коэффициента $\beta^*\sqrt{\chi}$. В частности, если прозрачная среда — газ, то тепловое расширение поглощающей среды несущественно (см. таблицу).

Передаточная функция колебательной скорости границы K_0 в случае сильного поглощения $m\sim 1$ также не зависит от частоты:

$$K_0(\omega) = \frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}}\,\frac{2+b+n}{(n+1)(M+1)}.$$

Передаточная функция слабо зависит от отношения импедансов n. Поэтому в случае сильной теплопроводности этот вариант оптико-акустической спектроскопии наименее информативен.

Рассмотрим теперь противоположный случай $m\ll 1$ (умеренные

значения коэффициента поглощения света: $\alpha < 10^4$ см$^{-1}$). При этом характерные частоты $\omega_т$, $\omega_а$ и ω_0 сильно разнесены:

$$\omega_т \ll \omega_а \ll \omega_0$$

и разные слагаемые в формулах (1)—(3) дают вклад в различных частотных диапазонах. На рис. 2 приведены модуль (*а*) и фаза (*б*) передаточной функции K_2 поглощающей среды ($m=0{,}01$; $b=0{,}46$) в за-

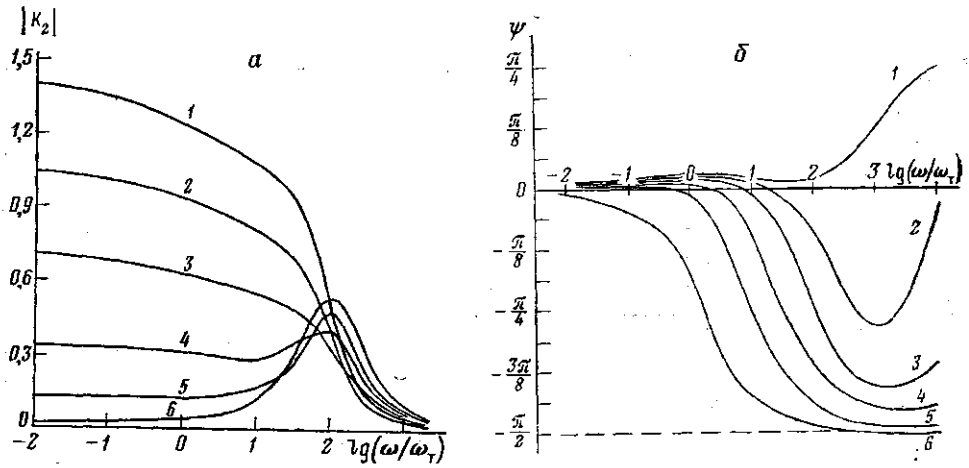

Рис. 2

висимости от частоты при $n=0$ (*1*), 1/3 (*2*), 1 (*3*), 3 (*4*), 10 (*5*), 100 (*6*).

Теплопроводность сред в случае $m \ll 1$ оказывается существенной только на очень низких частотах $\omega \ll \omega_т$. При этом

$$K_2(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1}{1+n} \left\{ \frac{1+b}{1+M} + n \frac{\sqrt{\omega/2\omega_0}}{1+M}(1-i) \right\},$$

$$K_1(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{n}{1+n} \frac{1+b}{1+M},$$

$$K_0(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1}{1+n} \left\{ \frac{2+b}{1+M} + n \left(1 + \frac{m}{1+M}\right) \sqrt{\frac{\omega}{\omega_т}} \frac{1-i}{\sqrt{2}} \right\}.$$

Как видно, в прозрачной среде эффективность возбуждения акустической волны не зависит от частоты, но зависит от величины n и растет с ее увеличением. Аналогичным образом ведет себя передаточная функция K_0 колебательной скорости границы.

В поглощающей среде модуль передаточной функции на низких частотах также слабо зависит от частоты, а сдвиг фаз ее пропорционален $\sqrt{\omega}$.

В области частот $\omega_т \ll \omega \ll \omega_0$ (при $m \ll 1$) передаточные функции приводятся к виду, характерному для случая нетеплопроводящих сред:

$$K_2(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{1}{1+n} \frac{1 - in\omega/\omega_а}{1 + (\omega/\omega_а)^2},$$

$$K_1(\omega) = \frac{I_0 \beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{n}{1+n} \frac{1}{1 - i\omega/\omega_а},$$

$$K_0(\omega) = -\frac{I_0\beta_2^*}{\rho_2 c_{p2}} \frac{n}{n+1} \frac{1}{1-i\omega/\omega_a}.$$

Можно отметить, что к величине n наиболее чувствительны фаза передаточной функции K_2 и модули передаточных функций K_1 и K_0.

На рис. 3 приведены модуль (*а*) и фаза (*б*) передаточной функции K_2 поглощающей среды ($m=0{,}01$; $b=0{,}46$) в зависимости от отношения акустических импедансов сред n на частотах: $\omega=0{,}1\omega_т$ (*1*); $\omega_т$ (*2*); $0{,}1\ \omega_а$ (*3*); $\omega_а$ (*4*); $10\omega_а$ (*5*). Как видно, наибольший градиент по n в зависимости модуля передаточной функции наблюдается в области низких и средних частот $\omega \leqslant \omega_а$ для значений $n \leqslant 10$. Зависимость фазы K_2 имеет большой градиент по n в области средних частот $\omega_т < \omega \lesssim \omega_а$ во всем диапазоне возможных значений n. В данной области эффективность возбуждения звука высока (см. рис. 2), поэтому отношение импедансов сред целесообразно измерять по фазе колебательной скорости частиц поглощающей среды в диапазоне частот $\omega_т < \omega \leqslant \omega_а$.

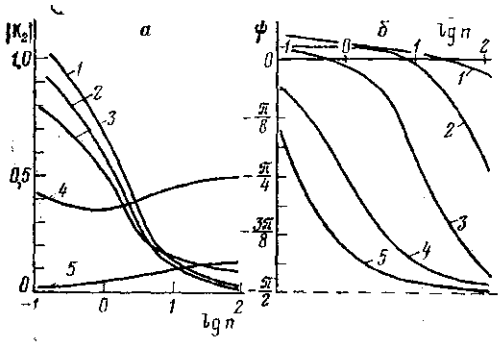

Рис. 3

Проведенный анализ дает представление о роли теплопроводности в процессе термооптического возбуждения звука при произвольном отношении акустических импедансов поглощающей и прозрачной сред, позволяет классифицировать среды по степени влияния теплопроводности на возбуждение звука. Полученные результаты позволяют оптимизировать работу термооптических генераторов акустических волн и оптико-акустических микроскопов, добиться максимального контраста изображения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Rosencwaig A. Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. N. Y., 1980. [2] Лямшев Л. М., Седов Л. В.//Акуст. журн. 1981. 27, № 1. С. 5. [3] Tam A. C.//Rev. Mod. Phys. 1986. 58; N 2. P. 381. [4] Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М., 1984. [5] Бурмистрова Л. В. и др.//Акуст. журн. 1978. 24, № 5. С. 655. [6] Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.//Акуст. журн. 1979. 25, № 3. С. 383. [7] Новацки В. Теория упругости. М., 1975. [8] Карабутов А. А.//УФН. 1985. 147, № 3. С. 605.

Поступила в редакцию
23.04.87