

01; 03

## АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ СДВИГОВЫХ ВОЛН ТОНКИМ СЛОЕМ ЖИДКОСТИ

Д.К. Грамотнев, С.Н. Ермошин

В данной работе мы рассмотрим эффект аномального поглощения объемных сдвиговых волн со смещениями, перпендикулярными плоскости падения, слоем жидкости с толщиной  $h$ , плотностью  $\rho$  и кинематической вязкостью  $\nu$ , заключенным между двумя упругими полупространствами „1” и „2” с различными скоростями поперечных волн (вставка на рис. 1). Покажем, что при угле падения волны на слой  $\theta > \theta_0$  ( $\theta_0$  – угол полного внутреннего отражения от границы раздела твердых тел „1” и „2” при отсутствии жидкости) и при не слишком больших частотах существует оптимальная, не зависящая от частоты, толщина слоя, при которой коэффициент отражения волны имеет глубокий (вплоть до нуля) минимум, величина которого, в свою очередь, не зависит ни от частоты, ни от параметров жидкости.

Выберем оси координат, как показано на рис. 1 (ось  $z$  перпендикулярна плоскости рисунка и параллельна смещениям в волне). При  $\theta > \theta_0$  решения уравнений движения будем искать в первом полупространстве в виде суммы падающей и отраженной волн с амплитудами  $U_0$  и  $U_r$  соответственно, во втором – в виде сдвиговой поверхностной волны, а в жидкости (по аналогии с [1, 2]) – в виде суммы двух поперечных волн, быстро затухающих при удалении от границ твердых тел. Граничные условия заключаются в равенстве скоростей и тангенциальных сил по разные стороны от границ раздела.

Если учесть, что обычно [2]

$$\omega \ll \mu_1 (\rho_1 \nu \sin^2 \theta)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота,  $\mu_1$  – модуль сдвига, а  $\rho_1$  – плотность полупространства „1”, то глубина проникновения поперечных волн в жидкость и их длина в жидкости равны соответственно  $(2\nu/\omega)^{1/2}$  и  $2\pi(2\nu/\omega)^{1/2}$ . При этом рассмотрим случай малых толщин слоя, когда

$$h \ll (2\nu/\omega)^{1/2}, \quad (2)$$

а частота не слишком велика и при  $h \geq H$  удовлетворяет неравенству

$$\omega \leq \nu/H^2, \quad (3a)$$

а при  $h \ll H$  – либо условию (3a), либо неравенству

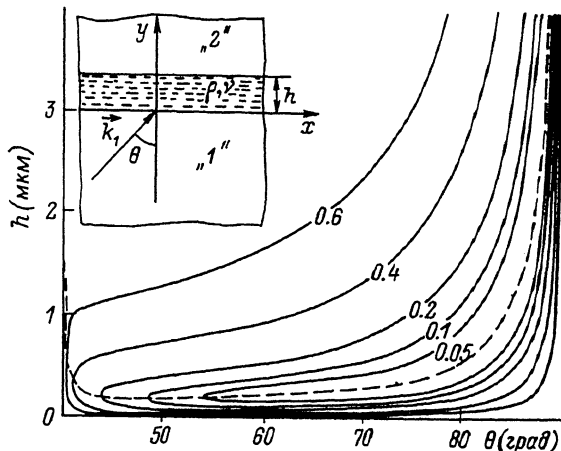


Рис. 1. Вставка: структура из двух упругих полупространств „1” и „2” со слоем жидкости между ними. Линии уровня коэффициента отражения от слоя как функции  $h$  и  $\theta$  для структуры  $SiO_2$  („1”) - глицерин -  $Si$  („2”),  $\theta_0 = 40^\circ$ .

$$\omega \lesssim \nu / H a^2.$$

(35)

Здесь  $H \equiv \rho \nu / (\sqrt{\rho_1 \mu_1} \cos \theta)$ ,  $a \equiv (\mu_1 / \mu_2)^2 \cos^2 \theta (\cos^2 \theta_0 - \cos^2 \theta)^{-1}$ , а  $\mu_2$  - модуль сдвига полупространства „2”.

Можно показать, что в этом случае коэффициент отражения не зависит от частоты и определяется выражением

$$R = |u_r / u_o|^2 \approx [a + (h/H - 1)^2] [a + (h/H + 1)^2]^{-1}. \quad (4)$$

Минимум выражения (4) как функции  $h$

$$R_{min} = [(1+a)^{1/2} - 1] [(1+a)^{1/2} + 1]^{-1}. \quad (5)$$

достигается при значении толщины

$$h_0 = H(1+a)^{1/2}. \quad (6)$$

Из полученных выражений (5) и (6) видно, что величина  $R_{min}$  не зависит ни от частоты, ни от параметров жидкости, а значение толщины слоя  $h_0$ , при котором достигается этот минимум, также не зависит от частоты, однако оно пропорционально динамической вязкости жидкости.

Интересно, что функция  $h_0(\theta)$  также имеет минимум, который достигается при значении угла падения  $\theta_1$ , определяемого выражением  $\cos \theta_1 = \cos \theta_0 / (1 + \mu_1 / \mu_2)^{1/2}$ , а значение коэффициента

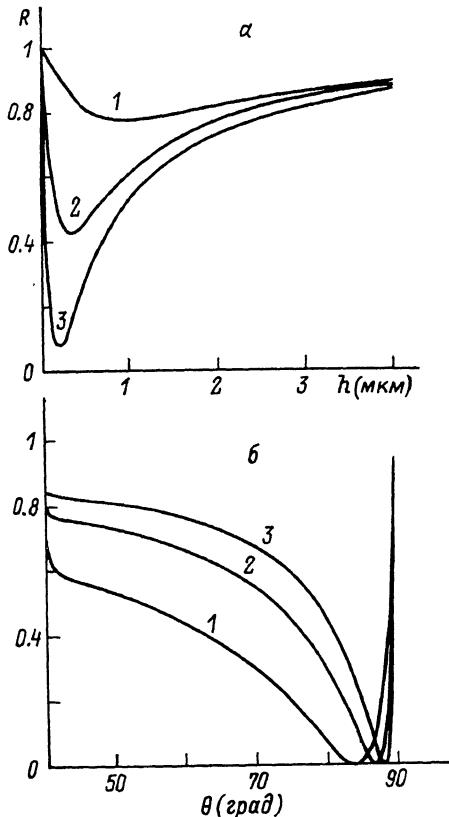


Рис. 2. а - зависимости  $R(h)$  при трех значениях угла падения: 1 -  $\theta - \theta_0 = 0.1^\circ$ , 2 -  $\theta - \theta_0 = 1^\circ$ , 3 -  $\theta - \theta_0 = 10^\circ$ ; б - зависимости  $R(\theta)$  при трех фиксированных толщинах: 1 -  $h = 1$  мкм, 2 -  $h = 2$  мкм, 3 -  $h = 3$  мкм.

отражения в этой точке зависит только от отношения модулей сдвига полупространств:

$$R_{min} |_{\theta=\theta_1} \approx \left[ \left( 1 + \mu_1/\mu_2 \right)^{1/2} - 1 \right] \left[ \left( 1 + \mu_1/\mu_2 \right)^{1/2} + 1 \right]^{-1}$$

Полное поглощение акустической волны тонким слоем вязкой жидкости, т.е.  $R_{min} \approx 0$ , достигается при условии

$$a \ll 1, \tag{7}$$

которое может быть выполнено либо при скользящих углах падения ( $\sqrt{x}/2 - \theta \ll 1$ ), либо при  $\mu_1 \ll \mu_2$ . В этом случае  $h_0 \approx H$

и не зависит ни от частоты, ни от параметров полупространства „2”.

Отсутствие зависимости  $k_0$  от частоты (см. (6), (8)) приводит к выводу, что существенное (вплоть до полного) поглощение сдвиговой волны слоем жидкости может иметь место даже при  $h/\lambda \rightarrow 0$  ( $\lambda = 2\pi/k$ , — длина падающей волны).

Физически описанный эффект аномального поглощения сдвиговых волн связан с тем, что при  $\theta > \theta_0$  сдвиговые колебания границы полупространства „2”, вызываемые волной в среде „1” посредством связи через вязкую жидкость, являются несобственными для полупространства „2”. Поэтому оно „сопротивляется” возникновению в нем таких колебаний тем сильнее, чем больше угол падения  $\theta$ . Это приводит к тому, что при уменьшении толщины слоя  $h$  производная от скорости в жидкости  $\partial v / \partial y$  должна возрастать по сравнению со случаем  $h = +\infty$ , что в свою очередь приводит к увеличению диссипации, которая пропорционально квадрату градиента скорости [1]. С другой стороны, с уменьшением  $h$  происходит уменьшение объема, в котором имеет место поглощение, а производная  $\partial v / \partial y$  при  $h \rightarrow 0$  стремится к конечной величине, которая обеспечивает напряжение в жидкости  $\rho_1 \partial v / \partial y$ , равные напряжениям на границе раздела двух твердых полупространств в отсутствии слоя. Это приводит к уменьшению и обращению диссипации в нуль при  $h \rightarrow 0$ . Взаимодействие двух рассмотренных конкурирующих механизмов и дает нам оптимальное значение  $k_0$ , при котором поглощение имеет максимум, а коэффициент отражения — минимум.

Продемонстрируем полученные результаты на примере структуры плавленый кварц — глицирин — кристаллический кремний с кристаллографическими осями, параллельными осям координат (вставка на рис. 1). При этом в качестве  $\mu_2$  следует взять компоненту тензора упругостей кремния  $C_{44} = 7.9 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\rho_2 = 2.3$  г/см<sup>3</sup>,  $\mu_1 = 3.1 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\rho_1 = 2.2$  г/см<sup>3</sup>,  $\nu = 6.8$  см<sup>2</sup>/с,  $\rho = 1.25$  г/см<sup>3</sup>. Тогда условия (1), (3) выполняются, если  $\omega / 2\pi \leq 100$  МГц. Таким образом, для этих частот применимость выражений (4)–(6) и (8) определяется условием (2).

На рис. 1 представлены линии уровня коэффициента отражения как функции толщины слоя глицирина и угла падения для  $\omega / 2\pi = 1$  МГц. Полученная картина линий уровня остается практически неизменной для всех частот, меньших 1 МГц, т.к. в этом случае условие (2) заведомо выполняется при  $h \ll 15$  мкм. Штриховой линией обозначена зависимость  $k_0(\theta)$ , соответствующая формулам (6) и (8).

На рис. 2 для рассматриваемой структуры и  $\omega / 2\pi \leq 1$  МГц представлены примеры зависимостей  $R(h)_{\theta = \text{const}}$  и  $R(\theta)_{k = \text{const}}$ . При этом видно, что с увеличением угла падения значение монотонно убывает (рис. 2, а) и при условии (7) обращается в нуль (рис. 2, б). Увеличение  $R_{\text{min}}$  при  $\theta \rightarrow \theta_0$  согласуется с приведенной выше физической интерпретацией, т.к. при  $\theta = \theta_0$  волна в среде „2” становится собственной и градиенты скорости в жидкости, а значит и диссипация, должны существенно уменьшаться.

Рассмотренный эффект аномального поглощения сдвиговых волн может быть использован для изучения свойств малых объемов жидкости, для изучения эффектов, связанных с образованием двойного электрического слоя на границе раздела твердое тело – электролит, для эффективной передачи энергии и разогрева тонких слоев жидкости, а также для нахождения толщин этих слоев и, как следствие этого, для определения микрорельефа и неоднородностей на поверхности твердого тела.

Авторы выражают благодарность В.И. Беклемышеву, И.И. Махонину и Л.А. Чернозатонскому за обсуждение полученных результатов и возможностей практического использования рассмотренного эффекта.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Л а н д а у Л.Д.; Л и ф ш и ц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука. 1986. 736 с.
- [2] П л е с с к и й В.П., Т е н Ю.А. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 5. С. 296-300.

Поступило в Редакцию  
21 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 21

12 ноября 1989 г.

05.4

### ДИФфуЗИЯ СЕРЕБРА И МЕДИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ОКСИДНОЙ КЕРАМИКЕ СИСТЕМЫ $Y-Ba-Cu-O$ .

С.Ф. Гафаров, Т.Д. Джафаров,  
Г.С. Куликов, Р.Ш. Малкович,  
Е.А. Скорятина, В.П. Усачева

1. Изменение атомного состава высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) зачастую оказывает сильное влияние на характеристики материала [1], в связи с чем исследование самодиффузии и диффузии примесей в ВТСП имеет важное научное и практическое значение. Процессы атомной диффузии играют важную роль в технологии ВТСП – при изготовлении материала, создании контактов, различных температурных обработках и т.д., а также определяют стабильность ВТСП [2, 3].

До настоящего времени исследовалась в основном диффузия кислорода [4-7]. Диффузия других элементов в ВТСП уделялось сравнительно мало внимания. Чанг и Барр [8] определили коэффициент диффузии серебра в массивном образце  $SrBa_2Cu_3O_7$  при одной температуре 931 °С. Накаджима и др. [9] исследовали диффузию компо-