Акустичний вісник. 2000. Том 3, N 3. С. 62 – 71

УДК 534.28

ПОВЕРХНОСТНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГИХ ВОЛН С ДВУМЕРНЫМ ДЕФЕКТОМ

Ю. А. КОСЕВИЧ*, Е. С. СЫРКИН**

**Московский государственный технологический университет "СТАНКИН", Россия*
***Физико-технический институт им. Б. И. Веркина НАН Украины, Харьков*

Получено 10.08.2000

Рассмотрено резонансное взаимодействие объемного акустического фонона с плоским дефектом в твердом теле с учетом объемного и поверхностного поглощения. Описано взаимодействие с неоднородным упругим двумерным слоем, обладающим внутренней динамической степенью свободы, а также с однородным плоским дефектом. Показано, что резонансное отражение объемного поперечного фонона на однородном двумерном дефекте, обусловленное взаимодействием с глубоко проникающей волной утечки, оказывается чрезвычайно чувствительным к акустическому поглощению, особенно объемному. Получены ограничения на максимальные значения диссипативных параметров среды, при которых еще возможно сильное отражение объемного поперечного фонона однородным двумерным дефектом. Взаимодействие объемного дефекта с резонансной модой неоднородного двумерного слоя, приводящее к акустическому просветлению границы раздела, оказывается менее чувствительным к объемному поглощению, так как не сопровождается возбуждением глубоко проникающей волны утечки. Предсказано аномально сильное поверхностное поглощение объемного поперечного фонона, при котором половина падающей акустической энергии поглощается на двумерном дефекте в результате взаимодействия с глубоко проникающей волной утечки.

Розглянуто резонансну взаємодію об'ємного акустичного фонона з плоским дефектом у твердому тілі з урахуванням об'ємного та поверхневого поглинення. Описано взаємодію з неоднорідним двовимірним пружним шаром, який має внутрішній динамічний ступінь вільності, а також з однорідним плоским дефектом. Доведено, що резонансне відбиття об'ємного поперечного фонона на однорідному двовимірному дефекті, яке обумовлене взаємодією з глибоко проникаючою хвилею витікання, є надзвичайно чутливим до акустичного поглинання, особливо об'ємного. Одержані обмеження на максимальні значення дисипативних параметрів середовища, за яких ще можливе сильне відбиття об'ємного поперечного фонона однорідним двовимірним дефектом. Взаємодія об'ємного дефекта з резонансною модою неоднорідного двовимірного шару, яка призводить до акустичного просвітлення межі розділу, є менш чутливою до об'ємного акустичного поглинання, оскільки не супроводжується збудженням глибокопроникаючої хвилі витікання. Передбачене аномально сильне поверхневе поглинання об'ємного поперечного фонону, за якого половина падаючої акустичної енергії поглинається на двовимірному дефекті в результаті взаємодії з глибокопроникаючою хвилею витікання.

Resonant interaction of a bulk acoustic phonon with planar defect in a solid with an account for the bulk and surface absorption is considered. The interaction is described with inhomogeneous two-dimensional elastic layer having the internal dynamical degree of freedom, and with homogeneous planar defect. It is shown that resonant reflection of bulk transverse phonon at homogeneous two-dimensional defect, caused by interaction with deeply penetrating leaky wave, is very sensitive to the acoustic absorption, especially to the bulk one. We obtained the restrictions on maximum possible values of dissipative parameters of the medium when the strong reflection of a bulk transverse phonon at homogeneous two-dimensional defect occurs. It is shown that the interaction of a bulk phonon with the resonant mode of inhomogeneous two-dimensional layer, which results in acoustical clearing of the interface, is less sensitive to the bulk acoustic absorption because deeply penetrating leaky wave is not excited at the interface in this case. Anomalously strong surface absorption of a bulk transverse phonon is predicted when one half of the incident acoustic energy is absorbed at two-dimensional defect as a consequence of interaction with deeply penetrating leaky wave.

ВВЕДЕНИЕ

Наличие в твердом теле двумерных (в частности, планарных) дефектов типа дефектов упаковки, дислокационных стенок, двойниковых и зеренных границ существенно модифицирует низкочастотный спектр упругих колебаний кристалла. Особенно ярко это свойство проявляется при так называемом резонансном взаимодействии упругих волн с двумерным дефектом. На двумерном слое может происходить полное отражение скользящих волн [1 – 3], полное прохождение волны при резонансе с внутренними степенями колебаний двумерного слоя [4, 5], полное резонансное отражение от неоднородного слоя со сложной внутренней структурой [6], а также полное отражение поперечной акустической волны при резонансе с квазипродольной волной утечки на однородном двумерном слое [7, 8]. Резонансные условия для полного отражения и прохождения через двумерный дефект, как показано в [7, 8], довольно близки. Поэтому для выяснения физической картины и возможности экспериментального исследования подобных акустических явлений, обусловленных резонансным откликом двумерной системы в узком интервале частот или углов падения, важно выяснить, как влияют относительно малые дополнительные взаимодействия на изучаемые свойства, т. е. фактически проверить данные явления на “выживание” при экспериментальном исследовании.

В настоящей статье анализируются условия резонансного взаимодействия упругой волны с тонким неоднородным слоем, обладающим внутренней динамической степенью свободы, а также с тонким однородным слоем (не обладающим внутренней динамической степенью свободы) с учетом поглощения в среде акустических колебаний. При учете поглощения возникают три характерные длины, а именно, длина волны, эффективная толщина двумерного слоя и эффективная “диссипативная длина”. Соотношения между этими длинами определяют условия резонансного взаимодействия упругих волн с двумерным дефектом. Показано, что учет конечного объемного и поверхностного поглощения существенным образом влияет на явление полного отражения акустической волны тонким слоем, предсказанное в [7, 8] и, в то же время, фактически не влияет на резонансное прохождение акустической волны через двумерный слой. Этот результат согласуется с утверждением, известным из теории скачка Капицы о том, что в общем случае акустическое поглощение увеличивает коэффициент прохождения фононов через границу между двумя средами [9, 10]. Возникновение такого сильного влияния диссипации на резонансное взаимодействие объемных фононов с двумерным дефектом связано с большой глубиной проникновения квазипродольной волны утечки и значительным увеличением амплитуды колебаний при резонансе с падающим поперечным фононом [7, 8]. Это обстоятельство усиливает поверхностное поглощение падающей волны. Возрастание поверхностного поглощения акустического фонона, падающего из жидкого гелия при резонансе с волной утечки Рэлеевской поляризации на границе раздела жидкий гелий – металл, было описано теоретически [11] и исследовано экспериментально [12]. Наш вывод заключается в том, что относительно малое поглощение продольной акустической волны (внутреннее трение) приводит к тому, что коэффициент прохождения поперечной акустической волны отличен от нуля при любом угле падения, включая резонансный. Более того, при резонансном угле падения коэффициенты прохождения и отражения определяются независящим от частоты отношением эффективной длины пробега возбуждений, приводящих к поглощению продольной акустической волны, к толщине слоя. Анализ показывает, что, когда это отношение больше единицы, коэффициент прохождения близок к единице, а коэффициент отражения – к нулю для всех углов падения, включая резонансный. Таким образом, полного резонансного отражения поперечной акустической волны на достаточно тонком однородном слое не происходит. Это означает, что влияние поглощения на резонансное отражение поперечной акустической волны однородным тонким слоем может быть мало лишь *параметрически*, в отличие от влияния объемного поглощения на распространения акустических волн (последнее всегда мало на достаточно низких частотах). Показанная в настоящей работе сильная чувствительность резонансного взаимодействия поперечной упругой волны с однородным тонким слоем к акустическому поглощению существенна для его экспериментального исследования.

1. ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННЕЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ ДВУМЕРНОГО СЛОЯ

Вначале рассмотрим случай резонансного прохождения акустической волны через двумерный слой, который обладает внутренней динамической степенью свободы. Для макроскопического описания динамических свойств двумерного слоя с внутренней степенью свободы введем динамическую переменную u_i^s – упругое смещение центра масс единицы площади планарного дефекта. Граничные условия для упругих напряжений на таком дефекте имеют вид [1 – 5]

$$\sigma_{in}^{(1)} - \sigma_{in}^{(2)} = -\rho_s \frac{\partial^2 u_i^s}{\partial t^2} + +g_{\alpha\beta}\nabla_\alpha\nabla_\beta u_i^s + \delta_{i\beta} h_{\alpha\beta\gamma\delta}\nabla_\alpha u_{\gamma\delta}^s, \tag{1}$$

$$u_i^{(1)} - u_i^{(s)} = -b_{ik}\sigma_{kn}^{(1)} - c_{ik}\sigma_{kn}^{(2)}, \tag{2}$$

$$u_i^{(1)} - u_i^{(s)} = -b_{ik}\sigma_{kn}^{(2)} - c_{ik}\sigma_{kn}^{(1)}. \tag{3}$$

Здесь $i=1,2,3$; $\alpha,\ \beta=1,2$; $\sigma_{in}=\sigma_{ik}n_k$; n_i – единичный вектор, направленный по нормали из среды 1 в среду 2; ρ_s – масса единицы площади двумерного слоя; $g_{\alpha\beta}$ и $h_{\alpha\beta\gamma\delta}$ – тензор поверхностных напряжений и тензор латеральных упругих модулей двумерного дефектного слоя соответственно [13 – 17].

Пусть на двумерный слой под углом θ к нормали падает сдвиговая волна, поляризованная перпендикулярно плоскости падения xOz. Решение уравнений (1) – (3) ищем в виде

$$\begin{aligned} u_y^{(1)} &= u_0(e^{ik\cos\theta z} + re^{-ik\cos\theta z})e^{ik\sin\theta x - i\omega t}, \\ u_y^{(2)} &= u_0 d e^{ik\cos\theta z + ik\sin\theta x - i\omega t}, \\ u_y^s &= u_0^s e^{-ik\sin\theta x - i\omega t} \end{aligned} \tag{4}$$

и получаем для r, d, u_0^s следующие выражения:

$$r=\frac{1}{\Delta}\Big\{C_{44}^2 k\cos^2\theta(b+c)- \\ -\frac{1}{2}G\left[1+C_{44}^2k^2\cos^2\theta(b^2-c^2)\right]\Big\}, \qquad (5)$$

$$d=iC_{44}\cos\theta(1+cGk)\Delta^{-1}, \qquad (6)$$

$$u_0^s=\frac{u_0}{\Delta}\; iC_{44}\cos\theta\left[1-iC_{44}k\cos\theta(c+b)\right], \qquad (7)$$

$$\Delta=\left[1-C_{44}ik\cos\theta(c+b)\right]\Big\{C_{44}i\cos\theta+ \\ +\frac{1}{2}G\left[1+C_{44}ik\cos\theta(c-b)\right]\Big\}, \qquad (8)$$

где $G=(\rho_s/\rho)C_{44}k-(g_1+h_{66})k\sin^2\theta$; $g_1=g_{xx}$; $h_{66}=h_{xyxy}$; $b=b_2=b_{yy}$; $c=c_2=c_{yy}$; ρ и C_{44} – плотность кристалла и модуль упругости соответственно.

С помощью соотношений (5) – (8) проанализируем три предельных случая.

1. Двумерный дефект образован слоем легких примесных атомов, слабо связанных с более жесткой кристаллической матрицей таким образом, что выполняются условия $\rho_s/b\ll\rho C_{44}$, $\omega\gg 1/b(\rho C_{44})^{1/2}$. Такая система примесных атомов характеризуется наличием низкочастотных колебаний оптического типа с частотой $\omega=\omega_0=(2/\rho_s(b-c))^{1/2}$, на которой амплитуда смещений примесных атомов значительно превышает амплитуды смещений атомов матрицы: $u_0^s/u_{1,2}=(C_{44}\rho b/\rho_s)^{1/2}\gg 1$ (см. [4, 13]). В этом случае коэффициенты прохождения и отражения имеют следующие особенности. В пределе очень низких частот ($\omega\ll\omega_0$) и больших длин волн ($kh\ll 1$) происходит почти полное прохождение падающей упругой волны через тонкий слой в объем кристалла ($|r|\ll 1$, $d\approx 1$). На более высоких частотах вне резонансной области ($\omega<\omega_0$, $\omega>\omega_0$) из-за слабой акустической связи между эквивалентными контактирующими кристаллами происходит почти полное отражение звука ($|r|\approx 1$, $|d|\ll 1$). В резонансной области ($\omega=\omega_0$) и для нескользящих углов падения связь между контактирующими кристаллами эффективно возрастает и происходит почти полное прохождение через двумерный дефектный слой ($d=1$, $r=0$).

2. Двумерный дефект образован слоем тяжелых примесных атомов, сильно связанных друг с другом и с матрицей таким образом, что выполняются условия $\rho_s\gg C_{44}\rho b$ и $\rho_s\omega\gg(C_{44}\rho)^{1/2}$. Как и в случае (1), энергия резонансной квазиоптической моды почти полностью сконцентрирована в окрестности примесного слоя из-за большой удельной поверхностной массы $\rho_s\gg\rho/k_x$. Резонанс в рассматриваемом случае происходит не по частоте волны, а по углу падения θ_r, который определяется из условия $\sin\theta_r=c_t/c_s<1$, где $c_t=(C_{44}/\rho)^{1/2}$ и $c_s=(\tilde h_{66}/\rho_s)^{1/2}$ – скорости объемных и внутрислоевых сдвиговых мод соответственно; $\tilde h_{66}=h_{66}+g_1$. Поведение коэффициентов r и d как функций углов падения θ_r в резонансной области $\theta=\theta_r$ аналогично поведению коэффициентов r и d как функций частоты ω в случае 1 в окрестности резонансной частоты ω_0. Описанное явление аналогично резонансному акустическому просветлению слоя твердого тела, помещенного в легкую жидкость [18]. Отметим, что в обоих рассмотренных случаях полное прохождение волны через двумерный дефектный слой обусловлено взаимодействием падающей объемной волны с резонансной модой на плоском дефекте.

3. Из уравнений (5) – (8) следует также возможность полного отражения объемных акустических волн двумерным примесным слоем с внутренней степенью свободы. Действительно, в случае $cGk=-1$ получаем

$$d=0, \qquad (9)$$

$$r=-\frac{1+iC_{44}\cos\theta(b+c)}{1-iC_{44}\cos\theta(b+c)}, \qquad (10)$$

$$u_0^s=2u_0\frac{iC_{44}\cos\theta}{G}\,\frac{1}{1-iC_{44}k\cos\theta(b+c)}. \qquad (11)$$

При реальных значениях C_{44}, b и c следует $|r|=1$, $d=0$, что и соответствует полному отражению объемной волны двумерным дефектом с внутренней степенью свободы. Аналогичный эффект, описанный раннее в [6] с использованием граничных условий, отличающихся от (1) – (3), был связан с возбуждением "асимметричной" моды "сложным" двумерным дефектом, характеризующимся прямым взаимодействием в плоскости дефекта (что эквивалентно учету неближайших соседей в динамике решетки). В граничных условиях (2) и (3) такое дальнодействие описывается тензором c_{ik}. В наших обозначениях условие полного отражения – тензором c_{ik}. В наших обозначениях условие полного отражения $cGk=-1$ эквивалентно следующему дисперсионному уравнению для "асимметричной" резонансной моды:

$$\rho_s\omega^2 = A_2 + (h_{66}+g_1)k_x^2, \qquad (12)$$

где $A_2=-1/c_2>0$ – эффективная поверхностная силовая константа, описывающая в используемом подходе влияние неближайших соседей внутри дефектного слоя; $k_x=k\sin\theta$ – поверхностная компонента волнового вектора. Из выражения для u_0^s (11) также следует, что поверхностное смещение "асимметричной" моды не сильно превышает амплитуду смещений u_0 падающей объемной волны, в отличие от амплитуды смещений "симметричной" резонансной моды на двумерном дефекте, образуемого легкими примесными атомами.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБЪЕМНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С ОДНОРОДНЫМ ПЛОСКИМ ДЕФЕКТОМ

Далее рассмотрим двумерный дефектный слой, не обладающий внутренней динамической степенью свободы, а именно, проанализируем резонансное взаимодействие объемной акустической волны с однородным двумерным слоем.

Рассмотрим вначале взаимодействие объемной поперечной волны с двумерным дефектным слоем, совпадающим с плоскостью $z=0$. В изотропном твердом теле можем ввести скалярный и векторный потенциалы ϕ и $\vec{\psi}$, которые удовлетворяют уравнениям движения $\ddot{\phi}=c_l^2\Delta\phi$, $\ddot{\vec{\psi}}=c_t^2\Delta\vec{\psi}$ и описывают продольные и поперечные упругие смещения: $u=\mathrm{grad}\phi+\mathrm{rot}\vec{\psi}$. В случае, когда плоскость падения совпадает с плоскостью xOz, векторный потенциал можно записать в виде $\vec{\psi}=(0,\psi,0)$. Для поперечной волны, падающей из полупространства $z<0$ и поляризованной в плоскости падения, волновые поля в средах 1 ($z<0$) и 2 ($z>0$) имеют следующий вид:

$$\psi^{(1)}=\left(e^{ik_t\cos\theta_t z}+r_t e^{-ik_t\cos\theta_t z}\right)e^{ik_t\sin\theta_t x-i\omega t}, \quad (13)$$

$$\phi^{(1)}=r_l e^{-ik_l(\cos\theta_l z-\sin\theta_l x)-i\omega t}, \quad (14)$$

$$\psi^{(2)}=d_t e^{ik_t(\cos\theta_t z+\sin\theta_t x)-i\omega t}, \quad (15)$$

$$\phi^{(2)}=d_l e^{ik_l(\cos\theta_l z+\sin\theta_l x)-i\omega t}, \quad (16)$$

где θ_t – угол падения поперечной волны; θ_l – угол отражения и прохождения продольной волны; $r_{t,l}$ и $d_{t,l}$ – амплитуды отражения и прохождения поперечных и продольных волн соответственно; $k_{t,l}=\omega/c_{t,l}$ – объемные волновые числа.

В случае однородного двумерного дефекта, который не обладает внутренними динамическими степенями свободы, граничные условия (1) – (3) приобретают вид

$$\begin{aligned} u_x^{(1)}-u_x^{(2)}&=0,\\ u_z^{(1)}-u_z^{(2)}&=0, \end{aligned} \qquad (17)$$

$$\sigma_{zz}^{(1)}-\sigma_{zz}^{(2)}=g_1\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2}-\rho_s\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}, \qquad (18)$$

$$\sigma_{zx}^{(1)}-\sigma_{zx}^{(2)}=\tilde{h}_{11}\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}-\rho_s\frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}. \qquad (19)$$

В терминах скалярных и векторных потенциалов упругие смещения и напряжения, входящие в уравнения (17) – (19), имеют вид

$$\begin{aligned} u_x&=\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial z},\\ u_z&=\frac{\partial\varphi}{\partial z}+\frac{\partial\psi}{\partial x}, \end{aligned} \qquad (20)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}&=2\rho c_t^2\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial z}\right)+\\ &+\rho(c_l^2-2c_t^2)\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right), \end{aligned} \qquad (21)$$

$$\sigma_{zx}=\rho c_t^2\left(2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial z}+\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right). \qquad (22)$$

Используя выражения (13) – (22), получаем следующие значения для амплитуд прохождения и отражения:

$$\begin{aligned} r_t=&\left\{2i\rho k_t\cos\theta_l\left(\rho_{sz}\sin^2\theta_t-\rho_{sx}\cos^2\theta_t\right)-\right.\\ &\left.-\rho_{sz}\rho_{sx}k_lk_t\cos(\theta_l-\theta_t)\cos(\theta_l+\theta_t)\right\}\frac{1}{\Delta}, \end{aligned} \qquad (23)$$

$$\begin{aligned} r_l=&\frac{-2\sin\theta_l\cos\theta_t}{\Delta}\left\{k_lk_t\rho_{sx}\rho_{sz}\cos(\theta_l-\theta_t)+\right.\\ &\left.+i\rho[\rho_{sz}k_l\cos\theta_l+\rho_{sx}\omega^2k_t\cos\theta_t]\right\}, \end{aligned} \qquad (24)$$

$$\begin{aligned} d_t=&\frac{2\rho\cos\theta_t}{\Delta}\times\\ &\times\left\{2\rho\cos\theta_l-i\rho_{sx}k_l\sin^2\theta_l-i\rho_{sz}k_l\cos^2\theta_l\right\}, \end{aligned} \qquad (25)$$

$$\begin{aligned} d_l=&\frac{2i\rho\sin\theta_l\cos\theta_t}{\Delta}\times\\ &\times\left\{\rho_{sz}k_l\cos\theta_l-\rho_{sx}k_t\cos\theta_t\right\}, \end{aligned} \qquad (26)$$

$$\begin{aligned} \Delta=&[2\rho\cos\theta_t-i\rho_{sz}k_l\cos(\theta_l-\theta_t)]\times\\ &\times[2\rho\cos\theta_l-ik_t\rho_{sx}\cos(\theta_l-\theta_t)], \end{aligned} \qquad (27)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\rho_{sx} = \rho_s\omega^2 - (h_{11} + g_1)k_x^2; \qquad (28)$$

$$\rho_{sz} = \rho_s\omega^2 - g_1 k_x^2 \qquad (29)$$

и используется закон дисперсии тангенциальной компоненты импульса фононов

$$k_x = k_t \sin\theta_t = k_l \sin\theta_l. \qquad (30)$$

Из выражений (23) – (27) следует, что в общем случае $r_t \sim r_l \sim d_l \sim k_t a^* \ll 1$, $d_t \sim 1$. Это соответствует почти полному прохождению волны через тонкий двумерный упругий слой с эффективной толщиной $a^* = \rho_{sx}/(\rho\lambda) \ll 1$ [17]. Но в случае резонансного угла падения $\theta_t = \theta_t^{(r)}$, которому соответствует $\cos\theta_l^{(r)} \sim ik_x a^*$, коэффициент отражения существенно увеличивается и достигает величины порядка единицы ($r_t = 1$), в то время как коэффициент прохождения стремится к нулю [7, 8]. Действительно, для "закритических" углов падения $\theta_t > \arcsin(c_t/c_l)$, когда $\cos\theta_l$ становится мнимым, можно ввести обратную длину κ экспоненциального затухания поля продольной волны по мере удаления от плоского дефекта: $\cos\theta_l = i\kappa c_l/\omega$. Тогда из условия полного отражения $d_t = 0$ получаем следующее уравнение относительно параметра κ:

$$2\rho\kappa - \rho_{sx}k_x^2 + \rho_{sz}\kappa^2 = 0. \qquad (31)$$

В общем случае это уравнение имеет два вещественных корня, которые в длинноволновом пределе $k_x \ll \rho/(\rho_{sx}\rho_{sz})^{1/2}$ имеют вид

$$\kappa_1 = \frac{1}{2}\frac{\rho_{sx}}{\rho}k_x^2 = \frac{\rho_s}{2\rho}\left[1 - \frac{c_l^s}{c_l}\right]k_x^2, \qquad (32)$$

$$\kappa_2 = -2\frac{\rho}{\rho_{sz}} = -\frac{2\rho\omega^2}{\rho_s\omega^2 - g_1 k_x^2}. \qquad (33)$$

В случае $\rho_{sx} > 0$ первый корень $\kappa_1 \ll k_x$ соответствует псевдоповерхностной волне утечки с $\omega^2 = c_l^2 k_x^2$ и почти продольной поляризацией, которая распространяется вдоль дефектного слоя со скоростью $c_l^{(s)} = (h_{11}/\rho_s)^{1/2} < c_l$ [1 – 3, 7, 8, 19 – 22]. Если пренебречь диссипацией, то резонансное возбуждение этой квазипродольной волны утечки обуславливает полное отражение объемной поперечной волны плоским дефектом [7, 8]. Второй корень κ_2 является нефизическим в случае однородного двумерного дефекта с конечной поверхностной массой ρ_s.

Отметим, что уравнение (31) можно также получить из решения задачи о полном "непрохождении" поперечной акустической волны через плоский дефект в случае закритических углов падения θ_t. При этом потенциалы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi^{(1)} &= \left(e^{iqz} + r_t e^{-iqz}\right) e^{ik_x x - i\omega t}, \\ \varphi^{(1)} &= r_l e^{\kappa z + ik_x x - i\omega t} \end{aligned} \qquad (34)$$

$$\begin{aligned} \psi^{(2)} &= 0, \\ \varphi^{(2)} &= d_l e^{-\kappa z + ik_x x - i\omega t}, \end{aligned} \qquad (35)$$

где $q = (\omega^2/c_t^2 - k_x^2)^{1/2} = k_t\cos\theta_t$. Можно показать, что волновые поля (34), (35) удовлетворяют граничным условиям (17) – (19) и условиям (20) – (22), если параметр κ является корнем уравнения (31), а модуль коэффициента отражения r_t в выражении (34) равен единице, $r_t = \exp\{i\phi\}$ (последнее отражает закон сохранения потока акустической энергии через плоский дефект). Используя уравнение (31), из соотношения (23) можно получить следующее выражение:

$$r_t = \frac{\rho_{sx}q + \rho_{sz}\kappa}{\rho_{sx}q - \rho_{sz}\kappa}. \qquad (36)$$

Для значения $\kappa = \kappa_1$, определяемого выражением (32), из соотношения (36) следует, что $r_t \approx 1$ (или $\phi \ll 1$), так как $\kappa \ll (k_x, q)$. Аналогичным образом можно исследовать полное прохождение поперечной акустической волны через двумерный дефект. Из условия $r_t = 0$ с использованием выражения (23) получаем следующее уравнение для параметра κ:

$$2\rho\kappa - \rho_{sx}k_x^2 = \frac{\rho_{sx}q^2\kappa}{\rho_{sz}k_x^2}(2\rho + \rho_{sz}\kappa). \qquad (37)$$

Это уравнение в длинноволновом пределе $k_x \ll \rho/(\rho_{sx}\rho_{sz})^{1/2}$ имеет два корня. В случае $\rho_{sx} \ll \rho_{sz}$, который реализуется для плоского дефекта с $1 - (c_l^s)^2/c_l^2 \ll 1$, один из корней уравнения (37) почти совпадает с корнем $\kappa = \kappa_1$ уравнения (31). Другой корень является нефизическим для рассматриваемого двумерного дефекта.

Уравнение (37) может быть также получено из решения задачи о полном "неотражении" поперечной акустической волны плоским дефектом при закритическом угле падения, когда потенциалы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi^{(1)} &= e^{iqz + ik_x x - i\omega t}, \\ \varphi^{(1)} &= r_l e^{\kappa z + ik_x x - i\omega t}, \end{aligned} \qquad (38)$$

$$\begin{aligned} \psi^{(2)} &= d_t e^{iqz + ik_x x - i\omega t}, \\ \varphi^{(2)} &= d_l e^{-\kappa z + ik_x x - i\omega t}. \end{aligned} \qquad (39)$$

Можно показать, что волновые поля (38) и (39) удовлетворяют граничным условиям (17) – (19), если параметр κ находится из уравнения (37) и коэффициент прохождения d_t в (39) по модулю равен единице, $d_t = \exp\{i\phi_d\}$. Из уравнения (25) с использованием соотношения (37) получаем следующее выражение для коэффициента прохождения d_t:

$$d_t = \frac{2\rho\kappa - \rho_{sx}k_x^2 + i\rho_{sx}\kappa q}{2\rho\kappa - \rho_{sx}k_x^2 - i\rho_{sx}\kappa q}. \qquad (40)$$

Из соотношения (40) следует, что $d_t \approx 1$ (или $\phi_d \ll 1$) для решения уравнения (37), близкого к значению $\kappa = \kappa_1$, даваемого уравнением (32). Таким образом, для двумерного дефекта с $\rho_{sx} \ll \rho_{sz}$ (или $1-(c_l^s/c_l)^2 \ll 1$)) резонансные условия для полного отражения и полного прохождения через плоский дефект очень близки и для разделения этих явлений необходим учет дополнительных (относительно слабых) взаимодействий на двумерном дефекте. Диссипативное взаимодействие объемных фононов с двумерным дефектом, обусловленное объемной и поверхностной диссипацией, является примером такого физического взаимодействия, которое всегда присутствует в твердом теле (даже нулевые колебания решетки при $T=0$ связаны через флуктуационно-диссипативную теорему с диссипативными свойствами твердого тела).

3. УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ

Ниже двумя различными способами опишем диссипацию при отражении звука. Сначала вычислим коэффициент поверхностного поглощения R_s в пределе слабого поглощения с использованием диссипативной функции твердого тела и выражений (24) и (26) для амплитуд отражения и прохождения (r_l и d_l), которые не учитывают диссипацию. Затем будут вычислены амплитуды отражения и прохождения r_t и d_t с учетом диссипации и получено общее выражение для коэффициента резонансного поверхностного поглощения с использованием этих амплитуд.

Коэффициент поверхностного поглощения определяется как отношение между диссипируемой E_d и падающей E_{inc} акустическими энергиями в единицу времени на единицу площади, (см., например, [11, 23, 24]). Вязкость твердого тела дает следующий вклад в энергию, диссипируемую в объеме и на поверхности двумерного дефекта:

$$\begin{aligned} E_d = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left[\eta \left(\dot{u}_{ik} - \frac{1}{3}\dot{u}_{ll} \right)^2 + \frac{1}{2}\dot{u}_{ll}^2 \right] dz + \\ + \eta^s \left(\dot{u}^s_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\dot{u}^s_{\alpha\alpha} \right)^2 + \frac{1}{2}\zeta^s (\dot{u}^s_{\alpha\alpha})^2 \equiv E_d^b + E_d^s, \end{aligned} \qquad (41)$$

где η и ζ – сдвиговая и вторая объемная вязкости; η^s и ζ^s – сдвиговая и вторая поверхностная вязкости. Верхний индекс s относится к величинам упругих смещений в плоскости дефекта, греческие индексы принимают значения 1, 2 и нумеруют координатные оси в тангенциальной плоскости двумерного дефекта. Теплопроводность твердого тела также дает вклад в E_d (см., например, [23]),который здесь не рассматривается. Акустическая энергия падающей в единицу времени на единицу площади двумерного дефекта поперечной акустической волны с амплитудой u_{t0} и векторным потенциалом $\vec{\psi}$, равным единице, имеет следующий вид (см. соотношения (13) и (20)):

$$E_{inc} = \frac{1}{2}\rho C_t \omega^2 \cos\theta_t |u_{t0}|^2 = \frac{1}{2}\rho C_t \omega q k_t^2. \qquad (42)$$

Теперь учтем, что при резонансе полного отражения на двумерном дефекте с $\rho_{sx} > 0$ возбуждается квазипродольная волна утечки (см. соотношения (31), (32)). Поскольку при резонансе амплитуды прохождения и отражения для продольной волны велики $|r_l| \sim |d_l| \sim k_x/\kappa \gg 1$ (см. (24), (26)), эта псевдоповерхностная волна дает главный вклад в поверхностные потери при $\theta_t = \theta_t^{(r)}$. Используя соотношения (41) и (42) вместе с (14), (16), (17), (24), (26), (29) и (32), можем вычислить коэффициент поверхностного поглощения R_s в пределе слабого поглощения ($R_s \ll 1$):

$$R_s = \frac{E_d}{E_{inc}} = \frac{4\rho}{\rho_{sx}^2 C_l \mathrm{tg}\theta_t^{(r)}} \left[\frac{2\eta_{11}\rho}{\rho_{sx}k_x^2} + \eta_{11}^s \right], \qquad (43)$$

где $\eta_{11} = 4\eta/3 + \zeta$; $\eta_{11}^{(s)} = \eta^{(s)} + \zeta^{(s)}$. Согласно уравнению (43), основной вклад в поверхностные потери определяется объемной диссипацией (вязкостью и теплопроводностью) в твердом теле, когда $E_d^{(s)}/E_d^{(b)} = \eta_{11}^{(s)}/(\eta_{11}\delta) \ll 1$, из-за большой глубины проникновения квазипродольной волны утечки $\delta = \kappa^{-1} = 2\rho/(\rho_{sx}k_x^2) \sim \lambda^2/a^* \gg \lambda \gg a^*$. Поэтому коэффициент поверхностного поглощения R_s обратно пропорционален квадрату частоты в пределе слабого поглощения.

Перейдем к вычислению коэффициента отражения и прохождения с учетом диссипации и найдем коэффициенты поверхностного поглощения R_s не только в пределе слабого поглощения, когда $R_s \ll 1$, но также в случае, когда R_s достигает величины порядка единицы. Для этого воспользуемся "диссипативной акустической теорией" (см., например, [9, 10, 25]), согласно которой упругие модули, а также соответствующие скорости звука и волновые векторы в объемных уравнениях движения и граничных условиях заменяются на комплексные величины. Так как при рассмотрении этой задачи главный вклад в резонансное поверхностное поглощение определяется квазипродольной (вытекающей) волной, представим объемные и поверхностные продольные скорости звука как

$$c_l = c_{l0} - i\omega a_l, \qquad c_l^s = c_{l0}^s - i\omega a_l^s. \tag{44}$$

Индекс 0 относится к пределу "нулевой" частоты, когда можно пренебречь диссипацией. В выражении (44) параметр a_l определяет объемную продольную "диссипативную длину", которая непосредственно связана с коэффициентом поглощения γ_l продольной акустической волны: $a_l = \gamma_l c_{l0}^2/\omega^2$. Затухание поперечных упругих волн можно учесть аналогичным образом, введя поперечную диссипативную длину a_t. В низкочастотной области $\omega\tau \ll 1$ (τ – эффективное время релаксации возбуждений, на которых поглощается упругая волна) находим, что $\gamma_{l,t} \sim \omega^2$, а длины $a_{l,t}$ не зависят от частоты и пропорциональны эффективной длине пробега возбуждений l. В случае высоких частот $\omega\tau \gg 1$ получаем, что $\gamma_{l,t} \sim \omega$ и длины $a_{l,t}$ обратно пропорциональны частоте: $a_{l,t} = P_{l,t} c_{l0,t0}/\omega$, где безразмерные параметры $P_{l,t}$ не зависят от частоты и свободной длины пробега l и описывают феноменологически поглощение объемных фононов в баллистическом режиме (см. [9, 10, 12]). В обоих режимах – гидродинамическом ($\omega\tau \ll 1$) и баллистическом ($\omega\tau \gg 1$) – слабое поглощение звука в твердом теле соответствует $\omega a_{l,t} \ll c_{l0,t0}$ или $P_{l,t} \ll 1$. Диссипативные длины $a_{l,t}$ могут меняться в довольно широких пределах и являются функциями состояний твердого тела (его температуры, концентрацией примеси и т.д.). Эти длины также сильно зависят от типа твердого тела (металл, диэлектрик, полупроводник). В кварце они довольно малы, например, $a_l \sim 6$ Å как при комнатной температуре [26], так и при $T = 140$ K [27]. В металлах, чья поверхность Ферми может быть аппроксимирована сферой (медь, натрий, свинец, олово, индий), электронная вязкость η_l пропорциональна электропроводности ($\eta_l \sim p_F l_l N_l$, где p_F, l_l и N_l – импульс Ферми, длина свободного пробега электрона и число электронов проводимости в единице объема соответственно). В этом случае в низкочастотной области имеем $a_l \sim p_F l_l/(M_i c_l)$, где M_i – масса иона металла. В частности, для меди имеем $a_l \sim 2\cdot 10^{-3} l_l$ и, следовательно, на низких частотах продольная диссипативная длина a_l может иметь в достаточно чистой меди величину порядка микрона в пределе $T = 0$, когда l_l достигает 10^{-2} см (см., например, [28]).

Параметр a_l в соотношении (44) – поверхностная (продольная) диссипативная длина, которая связана с поверхностной вязкостью $\eta_{11}^{(s)} = \eta^s + \zeta^s$ следующим образом: $a_l^{(s)} = \eta_{11}^{(s)}/(2\rho_s c_{l0}^{(s)})$. Поверхностная диссипативная длина входит через комплексные упругие модули $\tilde{h}_{11} = \rho_s (c_l^{(s)})^2$ в граничное условие (19). Приповерхностные искажения увеличивают затухание акустических фононов в области двумерного дефекта. Это означает возможность $a_l^{(s)} \gg a_l$ (т.е. поверхностная диссипация должна учитываться наряду с объемной). Такое сильное неравенство между поверхностной и объемной диссипативными длинами может иметь место также для двумерного электронного газа на границе раздела между двумя полупроводниками (таким как $GaAs$ и $AlGaAs$), так как в полупроводниках при низких температурах эти длины на низких частотах пропорциональны локальной электропроводности (см. также [6]).

Даже с учетом диссипации при отражении (преломлении) упругих волн можно рассматривать тангенциальную компоненту падающей волны k_x как вещественную. Тогда, используя (44) и предполагая $a_l^{(s)} \gg a_l$, получаем следующие выражения:

$$\kappa = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c_l^2}} = \kappa_0 - i a_l \frac{\omega^3}{c_{l0}^3 \kappa_0}, \tag{45}$$

$$\rho_{sx} = \rho_s \left[1 - \left(\frac{c_l^s}{c_l}\right)^2\right] = \rho_{sx0} + 2i a_l^s \frac{\omega \rho_s c_{l0}^s}{c_{l0}^2}, \tag{46}$$

справедливые при $(a_l, a_l^s) k_x \ll 1$ и $a_l k_x^3 \ll \kappa_0^2$ (или $a_l \ll \rho_{sx0}^2 k_x/\rho^2 \sim a^{*2} k_x$). При резонансе с квазипродольной волной утечки учет мнимой части в q компоненте падающего волнового вектора в соотношениях (34), (35) и (38), (39) дает малую поправку порядка $a_t k_x \ll 1$ к полученным выражениям (см. ниже, формулы (47) – (49)).

Из выражений (23) и (25) с использованием (45), (46) находим коэффициенты отражения $r_t^{(r)}$ прохождения $d_t^{(r)}$ для поперечных объемных фононов при резонансе с волной утечки на двумерном дефекте с учетом диссипации:

$$r_t^{(r)} = \frac{\rho_{sx0}^s c_{l0} \mathrm{tg}\theta_t^{(r)} k_x^2}{4\rho(2a_l\rho^2 c_{l0} + a_l^s \rho_{sx0} c_{l0}^s k_x^2) + \rho_{sx0}^3 c_{l0} \mathrm{tg}\theta_t^{(r)} k_x^2}, \qquad (47)$$

$$d_t^{(r)} = \frac{4\rho(2a_l\rho^2 c_{l0} + a_l^s \rho_{sx0} c_{l0}^s \rho_s k_x^2)}{4\rho(2a_l\rho^2 c_{l0} + a_l^s \rho_{sx0} c_{l0}^s \rho_s k_x^2) + \rho_{sx0}^3 c_{l0} \mathrm{tg}\theta_t^{(r)} k_x^2}. \qquad (48)$$

Все амплитуды отражения (прохождения) с учетом диссипации можно также получить приравниванием нулю каждой из двух квадратных скобок в знаменателе соотношения (27), используя выражения (45), (46) и соответствующее разложение компоненты q волнового вектора. При этом получаем дисперсионные соотношения для двух "сагиттальных" волн с квазипродольными и квазипоперечными поляризациями, которые могут распространяться вдоль двумерного дефекта [1 – 3]. С помощью выражений (47) и (48) можно получить коэффициент поверхностного поглощения R_s как безразмерную разность между падающим и отраженным (прошедшим) потоками акустической энергии:

$$R_s = 1 - |r_t|^2 - |d_t|^2 =$$

$$= \frac{8(2a_l\rho^2 c_{l0} + a_l^s \rho_{sx0} c_{l0}^s \rho_s k_x^2)\rho\rho_{sx0}^3 c_{l0} \mathrm{tg}\theta_t^2 k_x^2}{[4\rho(2a_l\rho^2 C_{l0} + a_l^s \rho_{sx0} c_{l0}^s \rho_s k_x^2) + \rho_{sx0}^3 c_{l0} \mathrm{tg}\theta_t^2 k_x^2]^2}. \qquad (49)$$

Выражения (47) – (49) описывают основной искомый результат. Результаты работ [7,8], а именно, $r_t^r = 1$, $d_t^r = 0$, следуют из выражений (47), (48) в пределе исчезающе малой диссипации: $a_l = a_l^{(s)} = 0$. Если использовать в выражении (49) введенные соотношения между диссипативными длинами и вязкостями, а именно, $2a_l\rho c_{l0} = \eta_{11}$ и $2a_l^{(s)}\rho_s c_{l0}^{(s)} = \eta_{11}^{(s)}$, то оно в точности совпадает с выражением (43) в пределе малого поглощения. Из выражений (43), (47) – (49) следует, что этот предел соответствует чрезвычайно слабой диссипации: $a_l \ll \rho_{sx}^3 \mathrm{tg}\theta_t^{(r)} k_x^2/(8\rho^3) \sim (a^*)^3 k_x^2 \ll a^*$ и $a_l^{(s)} \ll \rho_{sx}^2/(\rho_s\rho)$. Только в этом пределе имеем $|d_t^{(r)}| \ll 1$, $|r_t^{(r)}| \sim 1$ и $R_s \ll 1$. Но с учетом отмеченных выше характерных значений длины объемной диссипации a_l (особенно в металлах, в которых a_l может достигать порядка микрона) этот предел экспериментально трудно достижим из-за малости безразмерного параметра $a^* k_x$: $(a_l/a^*)^{1/2} \ll a^* k_x \ll 1$. Более того, эффективная толщина слоя $a^* = \rho_{sx}/\rho = h(1 - (c_l^{(s)}/c_l)^2)$, которая входит в выражения (47) – (49), в случае $1 - (c_l^{(s)}/c_l)^2 \ll 1$ намного меньше реальной толщины слоя $h = \rho_s/\rho$. Поэтому с экспериментальной точки зрения наиболее приемлемым представляется противоположный предел $a_l \gg \rho_{sx}^3 \mathrm{tg}\theta_r^{(r)} k_x^2/(8\rho^3) \sim (a^*)^3 k_x^2$, который согласуется с исходными предположениями рассматриваемого подхода, а именно: $a_l \ll \rho_{sx}^2/\rho^2 \sim (a^*)^2 k_x$ и $a^* k_x \ll 1$ (см. (45)). В этом низкочастотном пределе объемные фононы проходят через двумерный дефект почти без отражения и поверхностного поглощения ($r_t \ll 1$, $d_t \sim 1$, $R_s \ll 1$ для всех углов падения, включая резонансный).

Используя соотношения (23), (25), (45) и (46), можно показать, что учет диссипации существенным образом влияет на явление полного отражения акустической волны тонким слоем, описанное выражением (31) и, в то же время, фактически не влияет на резонансное прохождение акустической волны через двумерный слой, описываемое выражением (37). Полное отражение скользящей акустической волны на двумерном дефектном слое [1 – 3] и полное отражение объемных фононов при резонансе с асимметричной колебательной модой "неоднородного" двумерного упругого слоя, имеющего сложную внутреннюю структуру [6], сохраняются и при учете объемной диссипации, поскольку эти эффекты не сопровождаются резонансным возбуждением глубоко проникающих волн утечки. Это означает, что резонансное взаимодействие с глубоко проникающей волной утечки и полное отражение длинноволновых поперечных упругих волн на "однородном" плоском дефекте, описанное в [7, 8] без учета диссипации, оказывается чрезвычайно чувствительным к диссипативным потерям в твердом теле, особенно к объемной диссипации. С экспериментальной точки зрения особый интерес может представлять "промежуточный" случай, когда $a_l \sim \rho_{sx}^3 \mathrm{tg}\theta_t^{(r)} k_x^2/(8\rho^3) \sim (a^*)^3 k_x^2$. Действительно, из выражения (49) следует, что, если $a_l = (\rho_{sx}^3 c_l \mathrm{tg}\theta t^r - 4\rho_s\rho_{sx}\rho a_l^{(s)} c_l^{(s)}) k_x^2/(8\rho^3 c_l) > 0$, то коэффициент поглощения R_s достигает своего максимального значения 0.5 (при этом $r_t^{(r)} = d_t^{(r)} = 0.5$). Это означает, что половина потока энергии падающей длинноволновой акустической волны поглощается тонким упругим слоем в твердом теле. Этот эффект аномального поверхностного поглощения аналогичен аномальному поглощению (также с $R_s = 0.5$) скользящей сдвиговой упругой волны в тонком зазоре между двумя твердыми телами, обусловленному диссипативным ван дер Ваальсовым взаимодействием между твердыми телами [29]. В обоих случаях аномальное поверхностное поглощение обусловлено резонансным диссипативным взаимодействием объемных фононов с псевдоповерхностной волной утечки.

Аномальное поверхностное поглощение описывает резонансное взаимодействие объемного фонона и псевдоповерхностной волны утечки на двумерном упругом слое с иной, по сравнению с работами [7, 8], точки зрения. В упомянутых работах резонансное отражение объемного фонона достигалось путем изменения угла падения при заданной частоте волны. Рассмотренное же в настоящей работе резонансное поверхностное поглощение объемного фонона может быть достигнуто путем изменения частоты волны при заданном угле падения. В этом смысле оба резонансных акустических явления взаимно дополняют друг друга и оба должны учитываться при экспериментальных исследованиях. Отметим, что аномальное поверхностное поглощение объемного фонона (причем коэффициентом поглощения R_s достигает единицы) может быть также обусловлено взаимодействием с асимметричной резонансной модой на неоднородном двумерном дефекте при определенных условиях на его динамические и диссипативные параметры(см. [6]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, описана чрезвычайно высокая чувствительность к диссипативным, в первую очередь, объемным потерям резонансного взаимодействия объемных фононов с тонким упругим слоем (двумерным дефектом) в твердом теле. Коэффициенты резонансного прохождения и отражения поперечных фононов на двумерном дефекте получены с учетом объемной и поверхностной диссипации. Показано, что почти полное отражение поперечных фононов на двумерном дефекте, описанное в [7, 8] без учета диссипации, происходит в пределе чрезвычайно слабой диссипации, ($a_l \ll a^* k_x^2$ и $a_l^{(s)} \ll \rho_{sx}^2/(\rho_{sx}^2\rho)$), который, по-видимому, трудно реализовать в эксперименте. В этом пределе коэффициент поверхностного поглощения R_s падающего фонона мал, пропорционален объемной вязкости и теплопроводности твердого тела и обратно пропорционален квадрату частоты. Показано также, что почти полное резонансное отражение поперечных фононов двумерным дефектом может измениться на почти полное прохождение при учете сравнительно слабой объемной диссипации. Предсказано аномальное поверхностное поглощение поперечных фононов, при котором коэффициент поверхностного поглощения достигает максимального значения, равного 0.5. Такое сильное поглощение обусловлено резонансным диссипативным взаимодействием объемной волны с волной утечки, и может произойти в случае промежуточной объемной диссипации при $a_l \sim (a^*)^3 k_x^2$.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Институт им. Макса Планка (Дрезден) за предоставленную возможность работать в этом институте по тематике данного исследования.

1. *Kosevich Yu. A., Syrkin E. S.* Capillary phenomena and elastic waves localized near a plane crystal defect // Phys. Lett.– 1987.– **A122**, N3, 4.– P. 178–185.
2. *Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.* Капиллярные явления и упругие колебания вблизи плоского дефекта кристалла. 1. Уравнения динамики границы и свойства длинноволновых поверхностных волн // Кристаллография.– 1988.– **33**, вып. 6.– С. 1339–1346.
3. *Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.* Капиллярные явления и упругие колебания вблизи плоского дефекта кристалла. 2. Неустойчивость локализованных волн и образование макроскопических деформационных сверхструктур на двумерном дефекте // Кристаллография.– 1988.– **33**, вып. 6.– С. 1347–1351.
4. *Косевич Ю. А., Сыркин Е. С.* Резонансное взаимодействие упругих волн с планарным дефектом кристалла // ФТТ.– 1991.– **33**, N 7.– С. 2053–2056.
5. *Kosevich Yu. A., Syrkin E. S.* Macroscopic dynamics of the interface between crystals and total resonance transmission of phonons // ФНТ.– 1994.– **20**, N 7.– С. 660–665.
6. *Kosevich Yu. A.* Capillary phenomena and macroscopic dynamics of complex two-dimensional defects in crystals // Progr. Surf. Sci. (review).– 1997.– **55**, N 1.– P. 1–57.
7. *Darinskii A. N., Maugin G. A.* The elastic wave resonance reflection from a thin solid layer in a crystal // Wave Motion.– 1996.– **23**.– P. 363–385.
8. *Darinskii A. N., Maugin G. A.* Features of elastic wave reflection in the piezoelectric – thin solid layer – piezoelectric structure // Acustica. Acta Acustica.– 1998.– **84**.– P. 455–464.
9. *Peterson R. E., Anderson A. C.* The Kapitza resistance between cooper and He^3 // J. Low Temp. Phys.– 1973.– **11**.– P. 639–665.
10. *Зиновьева К. Н., Нармонева Д. А., Семенов А. С.* Резонансные акустические моды на границе раздела жидкий He^4 – медь // ЖЭТФ.– 1994.– **105**, N 5.– С. 1280–1310.
11. *Андреев А. Ф.* Об аномальном отражении звука от поверхности металла при низких температурах // ЖЭТФ.– 1962.– **43**, N 1.– С. 358–360.
12. *Зиновьева К. Н.* Особенности прохождения акустической энергии из жидкого гелия в медь // ФНТ.– 1997.– **23**, N 5/6.– С. 485–498.
13. *Бойко В. С., Косевич А. М., Косевич Ю. А.* Влияние обратимой пластичности сверхпроводников на их физические свойства // ФНТ.– 1991.– **17**, N 1.– С. 3–32.

14. *Kosevich Yu. A., Syrkin E. S.* Long wavelength surface oscillationsof a crystal with an adsorbed monolayers // Phys. Lett.– 1989.– **A135**, N 4.– P. 198–203.
15. *Shuttleworth R.* The surface tension of solids // Proc. Roy. Soc. (London).– 1950.– **A63**.– P. 444–457.
16. *Herring C.* The use of classical macroscopic concepts in surface-energy problems // Structure and properties of solid surfaces. Eds. R. Gomer and S. Smith.– The University of Chicago Press, 1953.– P. 5–22.
17. *Андреев А. Ф., Косевич Ю. А.* Капиллярные явления в теории упругости // ЖЭТФ.– 1981.– **81**, N 10.– С. 1435–1443.
18. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах.– М.: Наука, 1973.– 343 с.
19. *Velasco V. R., Garcia-Moliner F.* Surface effectsin elasticsurface waves // Phys. Scr.– 1979.– **20**, N 1.– P. 111–126.
20. *Косевич А. М., Хохлов В. И.* О некоторых особенностях спектра акустических колебаний кристалла с плоским дефектом // ФТТ.– 1968.– **10**, N 1.– С. 56–61.
21. *Kosevich Yu. A., Tutov A. V.* Localized and pseudolocalized stationary elastic waves at a plane defect in a crystal // Phys. Lett.– 1996.– **A213**.– P. 265–270.
22. *Kosevich Yu. A., Tutov A. V.* Peculiarities of elastic wave scattering from a planar crystal defect and pseudosurface vibrations // Phys. Lett.– 1998.– **A248**.– P. 271–277.
23. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория упругости.– М.: Наука, 1965.– 202 с.
24. *Халатников И. М., Адаменко И. Н.* К теории температурного скачка Капицы на границе твердое тело – жидкий гелий // ЖЭТФ.– 1972.– **63**, N 3.– С. 745–772.
25. *Mott G.* Reflection and refraction coefficients at a fluid – solid interface // J. Acoust. Soc. Amer.– 1971.– **50**, N 3.– P. 819–829.
26. *Lamb J., Richter J.* Anisotropic acoustic attenuation with new measurements for quartz at room temperatures // Proc. Roy. Soc. (London).– 1966.– **A293**, N 1435.– P. 479–492.
27. *Bommel H. E., Dransfeld K.* Excitation and attenuation of hypersonic waves in quartz // Phys. Rev.– 1960.– **117**, N 5.– P. 1245–1252.
28. *MacFarlan R. E., Rayne J. A.* Ultrasonic attenuation in the noble metals // Phys. Rev.– 1967.– **162**, N 2.– P. 532–545.
29. *Kosevich Yu. A.* Van der Waals coupled surface waves in nonpiezoelectric crystals and thin films // Phys. Lett.– 1991.– **A155**, N4-5.– P. 295–298.