

Взаимодействие акустических волн с границей раздела сильно анизотропных кристаллов

А.М. Косевич, П.А. Минаев, Е.С. Сыркин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: syrkin@ilt.kharkov.ua*

М.Л. Поляков

1153 Baker Ave., Schenectady, NY 12309, USA

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2003 г.

Методами динамики решетки изучено рассеяние акустических волн на плоском дефекте, находящемся в глубине кристалла. В качестве модели выбраны два полубесконечных сильно анизотропных кристалла, силовое взаимодействие между которыми отличается от взаимодействия внутри самих кристаллов. Для такой модели изучен эффект резонансного прохождения волны через примесный монослой. Этот эффект обусловлен слабой связью дефекта с основной решеткой и не может быть описан в рамках обычной теории упругости, поскольку смещения дефектного слоя и близлежащих слоев матрицы существенно различны. Для нескольких углов падения эффект резонансного прохождения может быть качественно проиллюстрирован на примере бесконечной линейной цепочки, содержащей точечную примесь.

Методами динаміки ґратки вивчено розсіяння акустичних хвиль на плоскому дефекті, який знаходиться у глибині кристала. Як модель вибрано два напівобмежених сильно анізотропних кристала, силова взаємодія між якими відрізняється від взаємодії усередині самих кристалів. Для такої моделі вивчено ефект резонансного проходження хвилі крізь домішковий моносар. Цей ефект обумовлено слабкою взаємодією дефекту з основною ґраткою і не може бути описано у рамках звичайної теорії пружності, оскільки зміщення дефектного шару та сусідніх шарів матриці істотно відрізняються. Для нековзних кутів падіння ефект резонансного проходження може бути якісно продемонстровано на прикладі нескінченного лінійного ланцюжка з точковим домішком.

PACS: 63.20.-e, 68.65.+g

Введение

Акустические волны, локализованные вблизи монокристаллического слоя, адсорбированного свободной поверхностью кристалла, изучаются на протяжении нескольких последних лет (соответствующую библиографию можно найти в обзорах [1,2]). Оказывается, что в сильно анизотропных слоистых кристаллах возникает ряд интересных особенностей поведения таких волн. В работе [3] на микроскопическом уровне нами изучены основные характеристики поверхностных и квазиповерхностных волн. В частности, в длинноволновом приближении получены особые решения уравнений динамики решет-

ки, имеющие частоты как вне полосы сплошного спектра (поверхностные состояния), так и внутри этой полосы (квазиповерхностные состояния). Для произвольных значений двумерного волнового вектора исследованы условия, при которых возникают поверхностные волны особого типа, имеющие одну или две точки окончания и немонотонную зависимость параметра затухания от величины этого вектора.

Естественным продолжением является изучение систем, в которых плоский дефект (переходной слой) находится не на поверхности, а в глубине, т.е. служит границей раздела двух контактирующих сред. Физические характеристики переходного слоя

между двумя средами, как правило, отличны от свойств обеих граничащих сред, что приводит к ряду любопытных особенностей в динамике решетки [4–6]. Такие системы чрезвычайно широко распространены и представляют несомненный интерес как в фундаментальных исследованиях, так и в технологических приложениях (см., например, обзоры [1,7]). Системы подобного типа могут быть относительно легко получены контролируемым образом (например, в результате напыления покрытий или интеркаляции). Они возникают и в результате неконтролируемых процессов, например, в ходе образования дефектов при росте кристаллов (двойниковые и зеренные границы) или в процессе механической обработки. Наличие плоского дефекта оказывает существенное влияние на различные динамические, термодинамические и кинетические характеристики кристаллов. Для изучения такого влияния необходимо выяснить особенности взаимодействия фононов с плоским дефектом. Значительный интерес представляет изучение резонансных эффектов в рассеянии акустических колебаний на дефекте, а также вопросы образования связанных колебательных состояний, поскольку такие эффекты могут приводить к существованию особенностей кинетических характеристик междукристаллических границ раздела, наблюдаемых в экспериментах [8]. При описании резонансных явлений в сильно анизотропных кристаллах в рамках макроскопической теории возникают значительные трудности, поскольку область применимости такой теории для сильно анизотропных систем существенно ограничена [9]. В связи с этим возникает вопрос об изучении подобных эффектов в сильно анизотропных соединениях с использованием решеточных моделей.

В настоящей работе методами динамики решетки рассматривается рассеяние акустических волн на примесном монослое, находящемся в глубине кристалла. Показано, что при наличии такого слоя может возникать эффект резонансного прохождения волны. Этот эффект обусловлен наличием слабой связи дефекта с основной решеткой и не может быть

описан в рамках обычной теории упругости, поскольку смещения дефектного слоя и близлежащих слоев матрицы существенно различны. Для нескользящих углов падения этот эффект может быть качественно проиллюстрирован на примере бесконечной линейной цепочки, содержащей точечную примесь.

Рассеяние колебаний на точечном дефекте в одномерной линейной цепочке

Известно, что одномерные модели, несмотря на свою простоту, позволяют качественно описывать многие явления, присущие реальным трехмерным системам. Различные особенности колебательных характеристик линейных цепочек с дефектами были исследованы в работах [10,11]. В этом разделе мы изучим точечный дефект как аналог границы раздела в одномерной модели.

Итак, рассмотрим взаимодействие колебаний с точечным дефектом, находящимся в бесконечной линейной цепочке, представленной на рис. 1. На этом рисунке введены следующие обозначения: m_1 и γ_1 — масса атомов и константа силового взаимодействия между атомами в линейной цепочке, m_2 и γ_2 — масса атома примеси и константа, характеризующая его взаимодействие с атомами цепочки. Аналитические результаты и оценки, полученные для такой одномерной цепочки, с точностью до числовых коэффициентов соответствуют результатам, вычисленным в случае нескользящих углов падения для моделей реальных трехмерных кристаллов.

Пусть падающая на дефект волна описывается выражением $u(n) = \exp(ikn)$ (n нумерует атомы в цепочке, $n = 0$ соответствует дефектному атому), тогда отраженную волну можно представить в виде $u_r(n) = r \exp(i\varphi) \exp(-ikn)$. Здесь r — отношение модулей амплитуд отраженной и падающей волн, φ — фаза отраженной волны. Используя уравнения движения линейной цепочки с дефектом, легко показать, что выражение для $r \exp(i\varphi)$ имеет следующий вид:

$$r \exp(i\varphi) = \frac{[(\gamma_2 - \gamma_1)\varepsilon m_1 - \gamma_2^2][\varepsilon m_2 - 2\gamma_2] + \gamma_2^2[\varepsilon m_1 - 2\gamma_2]}{[\gamma_1(q(\varepsilon) - 1)(\varepsilon m_2 - 2\gamma_2) - \gamma_2 q(\varepsilon)\varepsilon m_2][\gamma_1(q(\varepsilon) - 1) - \gamma_2 q(\varepsilon)]}, \quad (1)$$

где $\varepsilon \equiv \omega^2$ — квадрат частоты колебаний атомов цепочки; $q(\varepsilon)$ — функция, определяемая следующим выражением:

$$q(\varepsilon) = 1 - \frac{\varepsilon m_1}{2\gamma_1} + i \left(\frac{\varepsilon m_1}{\gamma_1} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\varepsilon m_1}{4\gamma_1} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

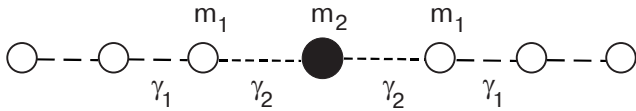


Рис. 1. Линейная цепочка с атомом примеси .

Легко заметить, что $q(\varepsilon) = \exp(ik(\varepsilon))$, где зависимость $k = k(\varepsilon)$ вытекает из закона дисперсии идеальной цепочки $\varepsilon = 4\gamma_1/m_1 \sin^2(k/2)$. Нули знаменателя в выражении (1) определяют частоты локальных колебаний одномерной цепочки с двухпараметрической примесью и совпадают с выражениями, полученными в [11].

Однако нас интересуют особенности числителя в (1). Заметим, что обращение числителя в нуль соответствует резонансному прохождению волны через примесь. Квадрат частоты, удовлетворяющей этому условию, имеет вид

$$\varepsilon_{\text{res}} = \frac{2\gamma_1\gamma_2m_1 - \gamma_2^2(m_1 + m_2)}{(\gamma_1 - \gamma_2)m_1m_2}. \quad (3)$$

Область значений параметров цепочки, при которых происходит резонансное прохождение, изображена на рис. 2. Эта область ограничена кривыми $y = (2 - x)/x$ и $y = x/(2 - x)$, где $x \equiv \gamma_2/\gamma_1$ и $y \equiv m_2/m_1$.

Для многих систем, в частности для микроконтактов, типична ситуация, когда константа связи атома примеси с цепочкой значительно меньше кон-

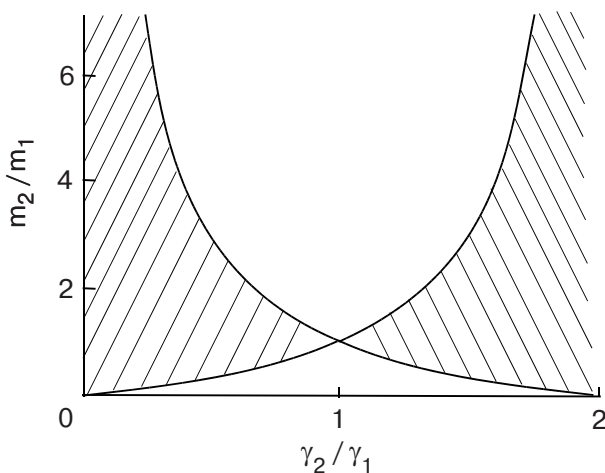


Рис. 2. Область значений параметров цепочки, при которых существует резонансное прохождение волны через атом примеси. Эта область ограничена кривыми $y = (2 - x)/x$ и $y = x/(2 - x)$, где $x \equiv \gamma_2/\gamma_1$ и $y \equiv m_2/m_1$.

станты связи между атомами в самой цепочке ($\gamma_2/\gamma_1 \ll 1$). В этом случае для ε_{res} справедливо

$$\varepsilon_{\text{res}} = 2 \frac{\gamma_2}{m_2} + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \gamma_2 \left(\frac{1}{m_2} - \frac{1}{m_1} \right) \approx 2 \frac{\gamma_2}{m_2}.$$

Резонансное прохождение возникает вследствие взаимодействия падающей волны с собственной модой цепочки, обусловленной присутствием примеси. Частота этого собственного колебания с точностью до малых членов порядка γ_2/γ_1 определяется только взаимодействием атома примеси с матрицей и его массой.

Следует указать, что механизм прохождения волны через дефект в линейной цепочке на простой модели был описан еще в монографии [12], где рассмотрена модель, состоящая из двух разных полуограниченных линейных цепочек, сцепленных одним атомом примеси с массой $M = (M_1 + M_2)/2$ (M_1 и M_2 — массы атомов полуцепочек). Нетрудно показать, что квадрат резонансной частоты в такой задаче имеет вид

$$\varepsilon_{\text{res}} = 4 \frac{\beta_2 M_2 - \beta_1 M_1}{M_2^2 - M_1^2} \quad (4)$$

(β_1 и β_2 — константы межатомного взаимодействия в каждой из полуцепочек). Полученный результат имеет особенно простой вид, когда константы связи в обеих цепочках одинаковы ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$). В этом случае квадрат собственной частоты колебаний атома примеси относительно цепочки ω_s^2 равен $2\beta/M$, и именно на этой частоте происходит резонансное прохождение.

Таким образом, если точечный дефект цепочки обладает собственными колебаниями с определенной частотой ω_s , то при прохождении волны через дефект возникает обычный резонанс, когда частота волны совпадает с частотой ω_s . В следующем разделе будет рассмотрено резонансное прохождение акустической волны через плоский дефект, разделяющий два трехмерных сильно анизотропных кристалла.

Резонансное взаимодействие акустической волны с примесным монослоем, разделяющим два кристалла

Для изучения свойств сильно анизотропных кристаллов удобно выбрать модель объемно центрированной тетрагональной решетки, в которой межслоевое взаимодействие значительно меньше внутрислоевого. Рассмотрим два таких кристалла, разделенных примесным монослоем. Для описания этой модели удобно выбрать следующую прямоугольную систему координат: оси OX и OY лежат в

плоскости моноатомного дефектного слоя, ось OZ перпендикулярна дефекту и направлена в глубь кристалла. Пусть a — расстояние между ближайшими атомами в плоскости XOY , а $b/2$ — расстояние между соседними атомными слоями, перпендикулярными оси OZ . Межслоевое взаимодействие в каждом из кристаллов учитывается в приближении первых соседей и характеризуется параметрами γ_1 и γ_3 соответственно. Взаимодействие между ближайшими соседями внутри слоев описывается параметрами α_1 и α_3 . Условие сильной ани-

зотропии означает, что $\gamma_1 \ll \alpha_1$ и $\gamma_3 \ll \alpha_3$. Константы взаимодействия примесного монослоя с первым и вторым кристаллами обозначим $\gamma_2^{(1)}$ и $\gamma_2^{(3)}$, а константу взаимодействия ближайших соседей внутри самого слоя — α_2 . Массы атомов двух кристаллов и примесного монослоя обозначим соответственно m_1 , m_3 и m_2 . Координаты атомов в решетке описываются вектором $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$.

Уравнения, описывающие гармонические колебания атомов основной решетки, имеют вид

$$\begin{aligned} -m(n_3)\ddot{u}(n_1, n_2, n_3) = & \alpha(n_3) [4u(n_1, n_2, n_3) - u(n_1 + 1, n_2, n_3) - u(n_1, n_2 + 1, n_3) - \\ & - u(n_1 - 1, n_2, n_3) - u(n_1, n_2 - 1, n_3)] + \gamma(n_3) [8u(n_1, n_2, n_3) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, n_3 + 1/2) - \\ & - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, n_3 + 1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, n_3 + 1/2) - \\ & - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, n_3 - 1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, n_3 - 1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, n_3 - 1/2) - \\ & - u(n_1 + 1/2, n_2 - 1/2, n_3 - 1/2)] , \end{aligned} \quad (5)$$

где $n_3 > 1/2$, $n_3 < -1/2$.

К этим уравнениям необходимо добавить уравнения для колебаний слоев с $n_3 = 0$, $n_3 = 1/2$, $n_3 = -1/2$, которые являются граничными условиями к (5):

$$\begin{aligned} -m_2\ddot{u}(n_1, n_2, 0) = & \alpha_2 [4u(n_1, n_2, 0) - u(n_1 + 1, n_2, 0) - u(n_1, n_2 + 1, 0) - u(n_1 - 1, n_2, 0) - u(n_1, n_2 - 1, 0)] + \\ & + \gamma_2^{(1)} [4u(n_1, n_2, 0) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, 1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, 1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, 1/2) - \\ & - u(n_1 + 1/2, n_2 - 1/2, 1/2)] + \gamma_2^{(3)} [4u(n_1, n_2, 0) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, -1/2) - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, -1/2) - \\ & - u(n_1 - 1, n_2 - 1, -1/2) - u(n_1 + 1, n_2 - 1, -1/2)] ; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} -m_1\ddot{u}(n_1, n_2, 1/2) = & \alpha_1 [4u(n_1, n_2, 1/2) - u(n_1 + 1, n_2, 1/2) - u(n_1, n_2 + 1, 1/2) - u(n_1 - 1, n_2, 1/2) - \\ & - u(n_1, n_2 - 1, 1/2)] + \gamma_1 [4u(n_1, n_2, 1/2) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, 1) - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, 1) - \\ & - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, 1) - u(n_1 + 1/2, n_2 - 1/2, 1)] + \gamma_2^{(1)} [4u(n_1, n_2, 1/2) - u(n_1 + 1, n_2 + 1, 0) - \\ & - u(n_1 - 1, n_2 + 1, 0) - u(n_1 - 1, n_2 - 1, 0) - u(n_1 + 1, n_2 - 1, 0)] ; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} -m_3\ddot{u}(n_1, n_2, -1/2) = & \alpha_3 [4u(n_1, n_2, -1/2) - u(n_1 + 1, n_2, -1/2) - u(n_1, n_2 + 1, -1/2) - u(n_1 - 1, n_2, -1/2) - \\ & - u(n_1, n_2 - 1, -1/2)] + \gamma_2^{(3)} [4u(n_1, n_2, -1/2) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, 0) - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, 0) - \\ & - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, 0) - u(n_1 + 1/2, n_2 - 1/2, 0)] + \gamma_3 [4u(n_1, n_2, -1/2) - u(n_1 + 1/2, n_2 + 1/2, -1) - \\ & - u(n_1 - 1/2, n_2 + 1/2, -1) - u(n_1 - 1/2, n_2 - 1/2, -1) - u(n_1 + 1/2, n_2 - 1/2, -1)] . \end{aligned} \quad (8)$$

Решения системы уравнений (5) с граничными условиями (6)–(8) имеют вид

$$\begin{aligned} u(\mathbf{n}) = & [\exp(-ik_{1z}n_3) + r \exp(i\varphi_1 + ik_{1z}n_3)] \exp(ik_x n_1 + ik_y n_2), \quad n_3 > 0 ; \\ u(0) = & u_0 \exp(ik_x n_1 + ik_y n_2), \quad n_3 = 0 ; \\ u(\mathbf{n}) = & t \exp(i\varphi_3 + ik_{3z}n_3) \exp(ik_x n_1 + ik_y n_2), \quad n_3 < 0 . \end{aligned}$$

Здесь r и t — коэффициенты отражения и прохождения, определяемые как отношения амплитуд отраженной и прошедшей волн к амплитуде падающей волны; φ_1 и φ_3 — фазы отраженной и прошедшей волн; u_0 — амплитуда колебаний дефектного слоя. После преобразований получаем следующую систему уравнений для величин r , t , φ_1 и φ_3 :

$$\begin{aligned}
 & r \exp(i\varphi_1) \gamma_2^{(3)} [(\gamma_1 - \gamma_2^{(1)}) \exp(ik_{1z}) - \gamma_1 \cos(k_x/2) \cos(k_y/2)] + \\
 & + t \exp(i\varphi_3) \gamma_2^{(1)} [(\gamma_2^{(3)} - \gamma_3) \exp(ik_{3z}) + \gamma_3 \cos(k_x/2) \cos(k_y/2)] + \\
 & + \gamma_2^{(3)} (\gamma_1 - \gamma_2^{(1)}) \exp(-ik_{1z}) - \gamma_2^{(3)} \gamma_1 \cos(k_x/2) \cos(k_y/2) = 0; \tag{9}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & t \exp(i\varphi_3) \{ (\gamma_3 - \gamma_2^{(3)}) \exp(ik_{3z}) - \gamma_3 \cos(k_x/2) \cos(k_y/2) \} [4(\gamma_2^{(1)} + \gamma_2^{(3)}) - \\
 & - 2\alpha_2 (\cos k_x + \cos k_y - 2) - \varepsilon m_2] + 4(\gamma_2^{(3)})^2 \exp(ik_{3z}) \cos^2(k_x/2) \cos^2(k_y/2) \} + \\
 & + r \exp(i\varphi_1) \exp(ik_{1z}) 4\gamma_2^{(1)} \gamma_2^{(3)} \cos^2(k_x/2) \cos^2(k_y/2) + 4\gamma_2^{(1)} \gamma_2^{(3)} \exp(-ik_{1z}) \cos^2(k_x/2) \cos^2(k_y/2) = 0; \tag{10}
 \end{aligned}$$

$$\varepsilon = \frac{2\alpha_1}{m_1} (2 - \cos k_x - \cos k_y) + \frac{8\gamma_1}{m_1} (1 - \cos(k_x/2) \cos(k_y/2) \cos k_{1z}); \tag{11}$$

$$\varepsilon = \frac{2\alpha_3}{m_3} (2 - \cos k_x - \cos k_y) + \frac{8\gamma_3}{m_3} (1 - \cos(k_x/2) \cos(k_y/2) \cos k_{3z}). \tag{12}$$

На рис. 3 представлен результат численного решения данной системы уравнений в виде зависимостей коэффициентов r и t от квадрата частоты ε . Рассмотрен случай, когда кристаллы, разделенные примесным монослоем, одинаковы. Для расчета использованы следующие параметры кристалла и дефекта: $\alpha_1 = \alpha_3 = 1$, $\gamma_1 = \gamma_3 = 0,1$, $m_1 = m_2 = 1$, $\alpha_2 = 0,5$, $\gamma_2^{(1)} = \gamma_2^{(3)} = 0,07$. На рисунке видно, что вне области резонанса ($\varepsilon \neq \varepsilon_{\text{res}}$) падающая на дефект волна почти полностью отражается (коэффициент r близок к единице, а коэффициент прохождения t очень мал). При значении $\varepsilon = \varepsilon_{\text{res}}$ коэффициент отражения r обращается в нуль, а коэффициент прохождения t — в единицу. Резонансная частота $\omega_{\text{res}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{res}}}$ характеризует низкочастотную слабодисперсную моду оптического типа.

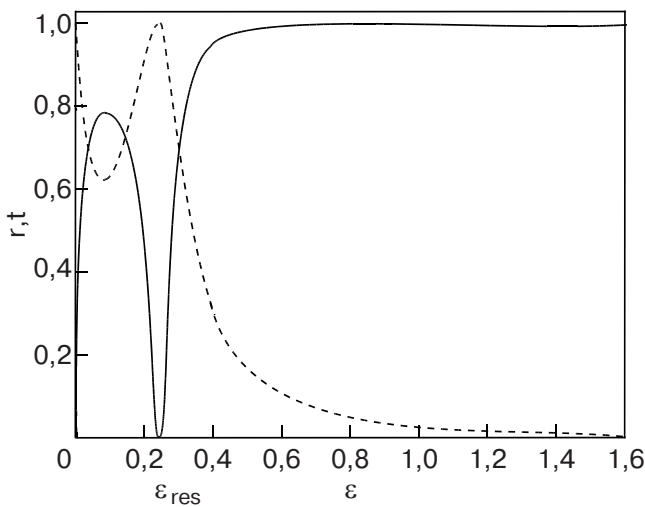


Рис. 3. Зависимость коэффициентов отражения r (сплошная линия) и прохождения t (пунктирная линия) от квадрата частоты ε для кристаллов с одинаковыми физическими свойствами.

Амплитуда колебаний атомов примесного слоя в данной моде значительно превышает амплитуду колебаний атомов основной решетки. В длинноволновом пределе при слабом взаимодействии дефекта с основной решеткой для частоты резонансного прохождения имеет место оценка

$$\omega_{\text{res}} \simeq \sqrt{\frac{4(\gamma_2^{(1)} + \gamma_2^{(3)})}{m_2}}. \tag{13}$$

Если же кристаллы, разделенные монослоем, различны по своим физическим свойствам, то вид зависимости коэффициента отражения от квадрата частоты подобен изображенному на рис. 3. Однако на частоте ω_{res} коэффициент отражения уже не обращается в нуль точно, а имеется лишь ярко выраженный минимум.

Полученные результаты в длинноволновом пределе согласуются с результатами работы [13]. В этой работе в рамках теории упругости, учитывающей капиллярные эффекты (эта теория была подробно изложена в [14,15]), для ω_{res} получено выражение $\omega_{\text{res}} \simeq \sqrt{[2(b_2 - c_2)]/\rho_s}$, где ρ_s — поверхностная плотность массы слоя, b_2 и c_2 — капиллярные параметры, характеризующие упругие свойства планарного дефекта. Используя формулу (13), можно получить следующую связь между феноменологическими капиллярными параметрами, описывающими физические свойства дефекта в теории упругости, и параметрами рассматриваемой дискретной модели $b_2 - c_2 \simeq 2(\gamma_2^{(1)} + \gamma_2^{(3)})/a^2$ (a — постоянная решетки в плоскости примесного слоя).

Отметим, что в теории упругости существует и другой механизм резонансного прохождения фононов (в условиях так называемого геометрического резонанса — аналога оптического просветления

сред [16]), который обусловлен определенными соотношениями между толщиной границы раздела и длиной волны. Рассмотрение этой проблемы в случае прослойки, состоящей из нескольких дефектных атомных слоев, является нашей ближайшей задачей.

Авторы благодарны А.Г. Шкорбатову за интерес к работе и полезное обсуждение полученных результатов.

1. Yu.A. Kosevich, E.S. Syrkin, and A.M. Kosevich, *Prog. Surf. Sci.* **55**, 59 (1997).
2. Yu.A. Kosevich, *Prog. Surf. Sci.* **55**, 1 (1997).
3. А.М. Косевич, П.А. Минаев, Е.С. Сыркин, М.Л. Поляков, *ФНТ* **29**, 556 (2003).
4. А.М. Косевич, Д.В. Мацокин, С.Е. Савотченко, *ФНТ* **25**, 63 (1999).
5. М.А. Иванов, Ю.В. Скрипник, Н.Н. Гуменчук, *ФНТ* **23**, 208 (1997).
6. А.М. Косевич, Д.В. Мацокин, С.Е. Савотченко, *ФНТ* **24**, 992 (1998).
7. P. Masri, *Surf. Sci. Rep.* **9**, 293 (1988).
8. A.G. Shkorbatov, A. Feher, and P. Stefanyi, *Physica B* **218**, 242 (1996).
9. И.М. Гельфгат, Е.С. Сыркин, *ФНТ* **4**, 521 (1978).
10. М.А. Мамалуй, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев, *ФТТ* **38**, 3683 (1996).
11. М.А. Мамалуй, Е.С. Сыркин, С.Б. Феодосьев, *ФНТ* **25**, 976 (1999).
12. Л. Бриллюэн, М. Пароди, *Распространение волн в периодических структурах*, Изд-во иностр. лит., Москва (1959).
13. Ю.А. Косевич, Е.С. Сыркин, *ФТТ* **33**, 2053 (1991).

14. А.Ф. Андреев, Ю.А. Косевич, *ЖЭТФ* **81**, 1435 (1981).
15. Ю.А. Косевич, Е.С. Сыркин, *Кристаллография* **33**, 1339 (1988).
16. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).

Interaction of acoustic waves with interface in highly anisotropic layered crystals

A.M. Kosevich, P.A. Minaev,
E.S. Syrkin, and M.L. Polyakov

The scattering of acoustic waves on a two-dimensional defect in the bulk of a crystal is studied by the methods of lattice dynamics. As a model we choose two semi-infinite strongly anisotropic crystals, the interaction between which is different from that in the crystals themselves. For such a model we study effect of the resonance wave transmission through an impurity monolayer. This effect is caused by the weak link between the defect and the host lattice and cannot be described in the framework of the common elasticity theory as the displacements of the defect monolayer and neighbouring host lattice layers are essentially different. The effect of resonance wave transmission can be qualitatively demonstrated with a linear point impurity containing chain taken as an example.