1992 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 34, № 7

1992 SOLID STATE PHYSICS Vol. 34, N 7

УДК 548.4:539.2


# ИЗЛУЧЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН ПРИ ВЫХОДЕ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ НА ПОВЕРХНОСТЬ ПЛАСТИНЫ

*К. А. Чишко*

При изучении звукового излучения прямолинейных краевых дислокаций, движущихся параллельно границам изотропного упругого слоя, наибольший интерес представляет регистрация рэлеевских волн, поскольку скорость их распространения и пространственное распределение существенно отличаются от таковых для других компонент акустической эмиссии, наблюдаемых в упомянутой системе. В работе построены выражения, описывающие пространственно-временную эволюцию и спектральные компоненты рэлеевского переходного излучения, возникающего при перпендикулярном падении краевой дислокации на свободную границу изотропной пластины. Импульсы переходного излучения в пластине в отличие от полуограниченной среды оказываются промодулированными по амплитуде с пространственным периодом $4\pi h$ ($2h$ — толщина пластины). Указанный эффект является следствием дисперсии рэлеевских возбуждений в изотропном слое. Приведены оценки скоростей смещения точек среды и напряжений в импульсах рэлеевского переходного излучения краевой дислокации.

Переходное излучение звука дислокациями, выходящими на поверхность кристалла, является одним из важнейших механизмов акустической эмиссии, наблюдаемой в процессе деформации реальных твердых тел. Излучение такого вида, теоретически предсказанное в [1], было детально проанализировано в [2] и наблюдено экспериментально в работах [3–5]. Соответствующие расчеты, относящиеся к эмиссии винтовых [1] и краевых [2] дислокаций, выполнены в модели полуограниченной упругой среды, что позволило понять основные закономерности формирования импульсов переходного излучения и однозначно идентифицировать их на опыте [3–5]. Вместе с тем ясно, что в действительности измерения осуществляются на образцах конечных размеров и приближение полуограниченной среды может оказаться в ряде случаев недостаточным.

Цель настоящей работы — теоретическое описание переходного излучения краевой дислокации, выходящей на поверхность изотропной пластины так, что в процессе движения линия дислокации остается параллельной границам среды. По сравнению со случаем полупространства [1, 2] картина явления сильно усложняется: наряду с объемными волнами сжатия и сдвига в составе излучения появляются собственные возбуждения пластины — нормальные волны сдвига и волны Рэлея—Лэмба [6]. При этом в отличие от полупространства рэлеевские ветви становятся диспергирующими, а лэмбовские ветви и нормальные волны сдвига являются новыми компонентами, отсутствующими в полупространстве. Ранее в [7] изучено переходное излучение винтовой дислокации, параллельной границам пластины. Такая система (наряду с объемными волнами) излучает только нормальные волны сдвига. С появлением у дислокации краевой компоненты она начинает излучать волны Рэлея—Лэмба. Если краевая дислокация движется так, что ее линия остается параллельной границам пластины, то в составе излучения отсутствуют нормальные волны сдвига [8] и лэмбовская часть излучения оказывается слабой в меру малости параметра $c_t/h\omega \ll 1$ ($2h$ — толщина пластины, $\omega$ — частота излучения, $c_t$ — скорость поперечных волн в неограниченной среде). Таким образом, основная специфическая для пластины часть звукового излучения краевой дислокации, параллельной границам кристалла, формируется из рэлеевских ветвей акустического спектра. Разумеется, краевая дислокация всегда излучает объемные волны сдвига и сжатия, однако их амплитуда убывает как $1/R$ с расстоянием $R$ от дислокации (источника) до точки наблюдения, в то время как амплитуда рэлеевских волн, порождаемых краевой дислокацией (здесь мы сошлемся на пример полупространства [2]), не зависит от этого расстояния, если среда является идеально упругой (т. е. в ней отсутствует собственное затухание). Все сказанное справедливо как для дислокации, движущейся в объеме пластины, так и для переходного излучения, возникающего в момент аннигиляции дислокации на свободной поверхности кристалла.

Рассмотрим краевую дислокацию с вектором Бюргерса $b$, параллельным оси $oX$; линия дислокации в процессе движения остается параллельной оси $oZ$. Дислокация совершает скольжение со скоростью $\mathbf{V} = (V(t),\ 0,\ 0)$ в изотропной упругой пластине, ограниченной плоскостями $x = \pm h$, и аннигилирует на свободной поверхности $x = h$ в момент времени $t = 0$. Поле скоростей полного геометрического смещения элементов среды имеет в этом случае две отличные от нуля компоненты $v_\alpha(x, y, t)$ ($\alpha = x, y$), удовлетворяющие динамическому уравнению теории упругости [9]

$$\rho \frac{\partial^2 v_\alpha}{\partial t^2} - \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \nabla_\beta \nabla_\gamma v_\delta = f_\alpha(x, y, t), \tag{1}$$

где $\rho$ — плотность среды, $\nabla_\alpha \equiv \partial/\partial x_\alpha$ — оператор дифференцирования по координатам,

$$\lambda_{iklm} = \rho\,(c_l^2 - 2c_t^2)\,\delta_{ik}\delta_{lm} + \rho c_t^2\,(\delta_{il}\delta_{km} + \delta_{im}\delta_{kl}) \tag{2}$$

— тензор модулей упругости изотропной среды ($c_l$ — скорость продольных волн), а $f_2(x, y, t)$ — компоненты плотности объемных сил

$$f_x = \rho c_t^2 \frac{\partial}{\partial y} j_{yx},$$

$$f_y = \rho c_t^2 \frac{\partial}{\partial x} j_{yx}, \tag{3}$$

выражающиеся через единственную, отличную от нуля в рассматриваемой системе, компоненту тензора плотности потока дислокаций [10]

$$j_{yx}(x, y, t) = bV(t)\,\Theta(-t)\,\delta(x - x_0(t))\,\delta(y). \tag{4}$$

Функция $x = x_0(t)$ задает закон движения дислокационной линии в плоскости скольжения, причем, по предположению, $x_0(0) = h$, а ступенчатая функция Хэвисайда $\Theta(-t)$ учитывает, что в момент времени $t = 0$ дислокационный поток обращается в нуль. На поверхности пластины должны выполняться граничные условия [9]

$$\lambda_{\alpha x\gamma\delta}\frac{\partial v_\gamma}{\partial x_\delta}\bigg|_{x=h} = -\rho c_t^2 j_{yx}\bigg|_{x=h},$$

$$\lambda_{\alpha x\gamma\delta}\frac{\partial v_\gamma}{\partial x_\delta}\bigg|_{x=-h} = 0, \tag{5}$$

первое из которых учитывает, что в момент выхода дислокации на поверхность $x = h$ последняя испытывает вдоль линии дефекта конечное смещение, равное вектору Бюргерса (на поверхности образуется ступенька). В связи с этим переходное излучение дислокации состоит из двух слагаемых: первое из них связано с резким (за времена порядка $b/u_0$, где $u_0 = V(0)$ — скорость дислокации в момент выхода на поверхность) обращением в нуль дислокационного потока при $t = 0$, а второе обусловлено образованием ступеньки на поверхности.

Интересующие нас поля звукового излучения представляют собой асимптотики поля скоростей $v_\alpha(x, y, t)$ и поля напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$ в волновой зоне, граница которой определена условием $\omega R/c\lambda \gg 1$ ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\lambda = l, t$). Точное решение задачи (1), (5) (в квадратурах) получено в работе [9], где выписаны Фурье-трансформанты (по координатам $y$, $z$ и времени $t$) $\mathbf{v}^\omega(x|\mathbf{k})$ трехмерного поля скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{k} = (0, k_y, k_z)$ — волновой вектор в плоскости $x = 0$). Переход к интересующей нас здесь плоской задаче можно осуществить, положив в упомянутых Фурье-трансформантах [9] $k_z = 0$. Мы не будем выписывать здесь соответствующий промежуточный результат и перейдем к построению спектральных компонент (Фурье-трансформант по времени) полей звукового излучения $\mathbf{v}^\omega(x, y)$ и $\sigma^\omega_{\alpha\beta}(x, y)$.

Спектральные компоненты поля скоростей определяются обратным преобразованием Фурье

$$\mathbf{v}^\omega(x, y) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dk_y \mathbf{v}^\omega(x|k_y)\, e^{-ik_y y}. \tag{6}$$

Различные волновые решения обусловлены вкладами различных полюсов и точек ветвления подынтегрального выражения (6). Двумерные Фурье-амплитуды $\mathbf{v}^\omega(x/k_y)$ не содержат в случае краевой дислокации, параллельной границам пластины, полюсов, отвечающих нормальным волнам сдвига [8], и такого типа излучение в рассматриваемом случае в точности отсутствует. Из собственных возбуждений упругого слоя в (6) остаются только волны Рэлея—Лэмба [6], причем вклад лэмбовских ветвей в (6) в силу геометрии задачи оказывается квадратичным по параметру $c_t/h\omega$, который мы предполагаем малым по сравнению с единицей (это справедливо в интересующем нас высокочастотном пределе $\omega \to \infty$ для не слишком тонких пластин). Вклад рэлеевских ветвей в излучение краевой дислокации является преобладающим, и далее мы будем обсуждать только эмисссию, формируемую из рэлеевских мод изотропного слоя. Как известно [6], таких мод существует две — симметричная и антисимметричная (изгибная). Аналитического представления для спектра волн Рэлея—Лэмба в пластине не существует, однако при $\omega \to \infty$ с хорошей точностью справедливы асимптотические аппроксимации [11]

$$k = k_R^{s,a}(\omega) \approx \frac{\omega}{c_R}\left(1 \mp \frac{\tilde{\gamma} c_R}{h|\omega|}\right)^{1/2}, \tag{7}$$

где $c_R$ — скорость рэлеевского звука в изотропном полупространстве,

$$\tilde{\gamma} = \frac{(2-\gamma_t^2)^3}{2\left(\sqrt{1-\gamma_l^2} - \sqrt{1-\gamma_t^2}\right)}, \tag{8}$$

причем $\gamma_\lambda = c_R/c_\lambda$. Поскольку $\tilde{\gamma} \sim 1$, в силу сделанных выше предположений выполняется условие $\gamma c_R/h\omega \ll 1$.

Контурное интегрирование в комплексной $k_y$-плоскости при вычислении интеграла (6) представляет собой стандартную процедуру [12], основным моментом которой является сдвиг полюсов с вещественной оси в комплексную плоскость для получения запаздывающего решения [6]. В результате находим

$$v_\alpha^{(R)\omega}(x, y) = \frac{\pi d_y^\omega}{2\mathscr{D}_0} \sum_{\lambda = l, t} \mathscr{M}_{\alpha y}^{(\lambda)\omega}(x, y) \exp(-\vartheta_\lambda(\omega)). \tag{9}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\vartheta_\lambda(\omega) = \frac{h\,|\omega|}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2}, \tag{10}$$

$$\mathscr{D}_0 = 2\left[(4-\gamma_t^4) - 2\left(\frac{\sqrt{1-\gamma_t^2}}{\sqrt{1-\gamma_l^2}} - \frac{\sqrt{1-\gamma_l^2}}{\sqrt{1-\gamma_t^2}}\right)\right], \tag{11}$$

$$\mathscr{M}_{xy}^{(l)\omega} = \frac{1}{2}\, s(y)\,(2-\gamma_t^2)^2\, \mathscr{F}_1^{(l)\omega}(x, y), \tag{12}$$

$$\mathscr{M}_{yy}^{(l)\omega} = 2is(\omega)\sqrt{1-\gamma_t^2}\, \mathscr{F}_2^{(l)\omega}(x, y), \tag{13}$$

$$\mathscr{M}_{xy}^{(t)\omega} = s(y)\,(2-\gamma_t^2)\, \mathscr{F}_1^{(t)\omega}(x, y), \tag{14}$$

$$\mathscr{M}_{yy}^{(t)\omega} = -is(\omega)\,(2-\gamma_t^2)\sqrt{1-\gamma_t^2}\, \mathscr{F}_2^{(t)\omega}(x, y), \tag{15}$$

где $s(\omega) = \operatorname{sign}\omega$ — знаковая функция и

$$\mathscr{F}_1^{(\lambda)\omega}(x, y) = \operatorname{sh}\left(\frac{x}{h}\vartheta_\lambda(\omega)\right) \exp[-i|y|k_R^s(\omega)] + \operatorname{ch}\left(\frac{x}{h}\vartheta_\lambda(\omega)\right) \exp[-i|y|k_R^a(\omega)], \tag{16}$$

$$\mathscr{F}_2^{(\lambda)\omega}(x, y) = \operatorname{ch}\left(\frac{x}{h}\vartheta_\lambda(\omega)\right) \exp[-i|y|k_R^s(\omega)] + \operatorname{sh}\left(\frac{x}{h}\vartheta_\lambda(\omega)\right) \exp[-i|y|k_R^a(\omega)]. \tag{17}$$

Через $d_y^\omega$ в (9) обозначены спектральные компоненты «поверхностного» дипольного момента дислокации [2], т. е. величина

$$d_y^\omega = \int_{-\infty}^{\infty} dy' f_{yx}^\omega(x', y')\Big|_{x'=h},$$

равная в нашем случае

$$d_y^\omega = b \int\limits_{-\infty}^{0} dt\, e^{-i\omega t} V(t)\, \delta(h - x_0(t)) = -b. \tag{18}$$

При вычислении (18) мы воспользовались известным свойством $\delta$-функции со сложным аргументом [13]. Спектральные компоненты рэлеевского излучения (9) выписаны в дипольном приближении, и в них опущены слагаемые, экспоненциально малые по параметру $h\omega/c_R \gg 1$. Кроме того, как это обычно делается в теории излучения [13], малые дисперсионные поправки в спектре (7) удержаны при записи (9) только в показателях быстро осциллирующих мнимых экспонент (16), (17) и опущены в ампитудных сомножителях, являющихся монотонными функциями частоты.

Обратим внимание на важную особенность построенного нами решения (9). Поля рэлеевского излучения краевой дислокации, перпендикулярно падающей на поверхность пластины, в рассматриваемом нами дипольном линейном по $u_0/c_R < 1$ приближении обусловлены исключительно возмущением поверхности упругой среды при выходе на нее дефекта. Член, связанный с нестационарным обращением в нуль дислокационного потока при пересечении дислокацией границы кристалла, в изученной геометрии задачи отсутствует: этот результат совпадает с таковым для переходного излучения в полуограниченной среде [2]. Необходимо отметить, что если в полуограниченной среде полученный ответ является точным в дипольном приближении, то в пластине он в действительности справедлив с точностью до опущенных нами дисперсионных поправок в амплитудных сомножителях (12)—(15). Обсуждать такого типа поправки, однако, бессмысленно, поскольку при перпендикулярном падении дислокации на поверхность слагаемые (9) будут старшими (нулевыми по параметру $u_0/c_R < 1$) в полях рэлеевского излучения, а при наклонном падении упомянутое слагаемое аннигиляционного типа становится отличным от нуля просто в силу геометрии задачи в полной аналогии с полуограниченной средой [2]. Амплитуда такого слагаемого оказывается пропорциональной $(u_0/c_R)\sin 2\alpha$ [2] ($\alpha$ — угол между плоскостью скольжения дислокации и внутренней нормалью к поверхности кристалла, на которую выходит дефект).

Спектральные компоненты рэлеевского переходного излучения краевой дислокации в пластине (9) имеют, конечно, и существенные отличия от соответствующих результатов для полуограниченной среды [2]. Прежде всего это относится к наличию дисперсии у рэлеевских возбуждений упругоизотропного слоя: учет дисперсии даже в волновых асимптотиках типа (9) приводит к радикальному усложнению задачи. Возникающие здесь трудности будут обсуждены ниже при расчете пространственно-временного распределения полей переходного излучения.

Наряду со спектральными компонентами поля скоростей (9) могут быть выписаны также спектральные компоненты поля напряжений в волновой зоне. Воспользовавшись законом Гука

$$\sigma_{\alpha\beta} = \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \nabla_\gamma \int\limits_{-\infty}^{t} dt' v_\delta(x, y, t') \tag{19}$$

и принимая во внимание (18), находим из (9)

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(R)\omega}(x, y) = -\frac{\pi b}{2\mathscr{D}_0 c_R} \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \sum_{\lambda = l, t} \exp(-\vartheta_\lambda(\omega))\, \eta_\gamma^{(\lambda)} \mathscr{F}_{\delta y}^{(\lambda)\omega}(x, y), \tag{20}$$

где введено обозначение

$$\eta_{\gamma}^{(\lambda)} = \left\{ -\frac{c_R}{i\omega}\frac{\partial}{\partial x}, \quad s(y) \right\}. \tag{21}$$

Для получения пространственно-временного представления полей переходного излучения необходимо произвести обратное преобразование Фурье по времени в спектральных компонентах (9) и (20). Для того чтобы свести получающиеся при этом интегралы к сравнительно обозримым результатам, заменим закон дисперсии рэлеевских ветвей (7) первыми двумя членами его разложения по малому параметру $(h\omega/c_R)^{-1} \ll 1$

$$k_R^{(s,a)}(\omega) \approx \frac{\omega}{c_R} \mp \frac{\tilde{\gamma}}{2h} s(\omega). \tag{22}$$

Отброшенные в (22) лорановские члены разложения закона дисперсии стремятся к нулю при $\omega \to \infty$, так что представление (22) достаточно для получения искомых дисперсионных эффектов в полях рэлеевского излучения. Подставляя (22) в (9) и производя обратное преобразование Фурье по времени, находим

$$v_a^{(R)}(x, y, t) = \frac{b}{0}\Theta\left(t - \frac{|y|}{c_R}\right)\cos\frac{|y|}{2h}\operatorname{Re}\sum_{\lambda = l,t}\mu_{ay}^{(\lambda)}\mathscr{F}^{(\lambda)}\left(x - h \,|\, t - \frac{|y|}{c_R}\right), \tag{23}$$

где функция $\mathscr{F}^{(\lambda)}(\xi \,|\, \tau)$ определяется как

$$\mathscr{F}^{(\lambda)}(\xi \,|\, \tau) = \frac{-\dfrac{\xi}{c_R}\sqrt{1-\gamma_\lambda^2} + i\tau}{\dfrac{\xi^2}{c_R^2}(1-\gamma_\lambda^2) + \tau^2}, \tag{24}$$

а компоненты $\mu_{ay}^{(\lambda)}$ равны

$$\mu_{xy}^{(l)} = s(y)(2-\gamma_t^2)^2, \quad \mu_{yy}^{(l)} = 4i\sqrt{1-\gamma_l^2}, \tag{25}$$

$$\mu_{xy}^{(t)} = 2s(y)(2-\gamma_t^2)^2, \quad \mu_{yy}^{(t)} = -2i(2-\gamma_t^2)\sqrt{1-\gamma_t^2}. \tag{26}$$

При записи (23) мы предположили также, что точки наблюдения звуковых полей расположены вблизи поверхности $x = h$, т. е. $h - x \ll h$. Это позволяет придать окончательному результату не слишком громоздкий вид. С другой стороны, такое предположение соответствует обычной экспериментальной ситуации, когда поля излучения дислокаций регистрируются на поверхности образца. На самой поверхности пластины $x = h$ функция (24) приобретает вид

$$\mathscr{F}^{(\lambda)}(0 \,|\, \tau) = -\pi\delta(\tau) + \frac{i}{\tau}. \tag{27}$$

Таким образом, рэлеевское переходное излучение краевой дислокации в пластине представляет собой импульсы, расходящиеся со скоростью рэлеевских волн $c_R$ от места выхода $x = h$, $y = 0$ дислокационной линии на поверхность среды. Отличие рассмотренной ситуации от излучения в полуограниченной среде заключается в том, что импульсы (23) оказываются промодулированными по амплитуде с пространственным периодом $4\pi h$. Такая модуляция есть следствие дисперсии рэлеевских ветвей в пластине; она отсутствует для линейных бездисперсионных рэлеевских волн в полупространстве.

Говоря об амплитуде импульсов звукового излучения, необходимо иметь в виду, что сигналы (23) на поверхности среды $x = h$ имеют нефизические расходимости при $t = |y|/c_R$ (см. (27)). Для устранения этих расходимостей и получения оценки амплитуд импульсов, как и в случае полуограниченной среды [2], необходимо ограничить спектр излучения частотами $\omega_{\max} \sim u_0/b$ (обратная величина $\omega_{\max}^{1} \sim b/u_0$ имеет порядок величины «времени аннигиляции» дислокации на поверхности кристалла, если скорость выхода ее на поверхность равна $u_0$). Таким образом, для амплитуды поля скоростей смещения точек среды на поверхности пластины $x = h$ получаем оценку

$$v_a^{(R)} \sim \frac{2u_0}{\mathscr{D}_0} \sim 0.1\, u_0 \,. \tag{28}$$

Поля напряжений в импульсе переходного излучения получаются выполнением обратного преобразования Фурье в выражении (20). В результате находим

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(R)}(x, y, t) = \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{b}{\mathscr{D}_0} \Theta \left( t - \frac{|y|}{c_R} \right) \cos \frac{|y|}{2h} \times$$
$$\times \operatorname{Re} \sum_{\lambda = l, t} \xi_\gamma^{(\lambda)} \mu_{\delta y} \mathscr{F}^{(\lambda)} \left( x - h | t - \frac{|y|}{c_R} \right), \tag{29}$$

где введено обозначение

$$\xi_\gamma^{(\lambda)} = \{ -i\sqrt{1 - \gamma_\lambda^2}\,, \quad s(y) \}. \tag{30}$$

Соответственно для амплитуды напряжений в пике импульса переходного излучения справедлива оценка

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(R)} \sim \rho c_R v^{(R)}. \tag{31}$$

Таким образом, главным следствием дисперсии рэлеевских возбуждений в пластине оказывается пространственная модуляция излучаемого сигнала. Более тонкий эффект состоит в том, что при перпендикулярном «падении» краевой дислокации на поверхность в переходном излучении имеется малая добавка, амплитуда которой пропорциональна скорости выхода $u_0$. Указанное слагаемое полей излучения точно равно нулю в полупространстве; в рассмотренной системе оно отлично от нуля, но мало в меру малости дисперсионных добавок в (7). При записи полей излучения (23), (29) упомянутое слагаемое отброшено. В реальном эксперименте обнаружить соответствующие добавки к полям излучения довольно сложно не только по причине их малости, но и в связи с тем, что при наклонном «падении» краевой дислокации на границу пластины (что, как правило, и наблюдается) в переходном излучении появляется слагаемое, амплитуда которого пропорциональна $(u_0/c_R)\sin 2\alpha$ [2] ($\alpha$ — угол между плоскостью скольжения дислокации и нормалью к поверхности). Поскольку скорости выхода дислокации на поверхность могут достигать значений $(0.1 \div 1)\, c_R$, то амплитуда этого слагаемого (не связанного с дисперсией и существующего также и для дислокации, выходящей на границу полупространства [2]) оказывается сравнимой с величиной полей (23), (29). По этой причине можно считать, что действительным, фактически наблюдаемым эффектом дисперсии рэлеевских волн в пластине будет пространственная модуляция амплитуды импульсов переходного излучения.

## Список литературы


[1] Нацик В. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. № 6. С. 324—328.
[2] Нацик В. Д., Чишко К. А. // Акуст. журн. 1982. Т. 28. № 3. С. 381—389.
[3] Бойко В. С., Гарбер Р. И., Кривенко Л. Ф., Кривуля С. С. // ФТТ. 1969. Т. 11. № 12. С. 3624—3626.
[4] Бойко В. С., Кривенко Л. Ф., // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 1. С. 255—261.
[5] Бойко В. С., Кривенко Л. Ф., // Акуст. журн. 1987. Т. 33, № 5. С. 321—325.
[6] Гринченко В. Т., Мелешко В. В. Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наукова думка, 1981. 283 с.
[7] Чишко К. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 223—229.
[8] Чишко К. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3051—3053.
[9] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
[10] Косевич А. М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 219 с.
[11] Чишко К. А. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 153—159.
[12] Чишко К. А. // УФЖ. 1991. Т. 36.
[13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.



Физико-технический институт
низких температур
АН Украины
Харьков



Поступило в Редакцию
10 марта 1992 г.