РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ДВУМЕРНОГО ГАЗА ФЕРМИ НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА УПРУГИХ ПОЛУПРОСТРАНСТВ

Бадалян С. М.

Вычислен темп релаксации энергии в двумерном фермиевском газе электронов, расположенном вблизи границы упругих полупространств. Получен критерий, позволяющий выяснить, при каком соотношении параметров граничащих полупространств имеет место подавление темпа релаксации энергии.

Наличие различного рода границ раздела воздействует на фононные моды вблизи поверхности раздела. До недавнего времени было принято, что такое влияние несущественно для электрон-фононного рассеяния в актуальных слоистых средах. Однако, как показано в [1], существуют ситуации, когда наличие свободной границы сильно подавляет темп релаксации энергии электрона. В связи с этим представляется интересным изучить рассеяние двумерных электронов на акустических фононах вблизи контакта упругих полупространств.

Пусть плоскость $z=0$, вблизи которой в среде 1 расположен электронный газ, совмещена с границей раздела и ось z направлена в сторону от среды 1. В такой слоистой системе реакция среды 2 на рассеяние электронов определяется параметром $\lambda=\rho's'/\rho s$, где ρ — плотность, s — скорость звука продольных LA-волн в среде 1. Здесь и далее величины со штрихами будут характеризовать среду 2. В тех случаях, когда упругое полупространство граничит с достаточно разреженной средой, параметр λ мал, и можно ожидать, что по-прежнему подавление темпа релаксации энергии будет иметь место. Поскольку фононные моды вблизи границы раздела двух упругих полупространств устроены сложно, учет отражения в обычной схеме расчета, т. е. явное суммирование вероятностей рассеяния на отдельных модах, не представляется возможным. Поэтому естественно интересоваться вероятностью электрон-фононного рассеяния, просуммированной по всем фононным модам. Следуя [1], эту вероятность можно выразить через коррелятор фононного поля [2], а коррелятор — через функцию Грина теории упругости [3]. Далее предполагается, что рассеяние происходит между состояниями с разными $\mathbf{k}$ одного уровня поперечного движения (вдоль z), т. е.

$$\varepsilon_F \ll \pi^2/2md^2. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{k}$ — двумерный импульс электрона в плоскости (x, y), ε_F — энергия Ферми, m — масса электрона в изотропной зоне, d — характерный размер области поперечного движения электрона. Тогда, как показано в [1], вероятность рассеяния на деформационном потенциале акустических фононов в первом борновском приближении равна

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'} = \frac{2\Xi^2}{L^2}\,[N(\omega)+1)]\int_0^\infty\!\!\int dz_1 dz_2 \rho(z_1)\,\rho(z_2)\,K(\omega,\ \mathbf{q}\,|\,z_1,\ z_2), \tag{2}$$

где Ξ — константа деформационного потенциала, L^2 — нормировочная площадь в плоскости (x, y), $N(\omega)$ — бозевский фактор, $\rho(z)$ — плотность вероятности нахождения электрона на определенном уровне поперечного движения. Здесь и далее принято, что $\hbar=1$. При вычислениях в формуле (2) надо положить $\mathbf{q}=\mathbf{k}-\mathbf{k}'$ и $\omega=(k^2-k'^2)/2m$. Предполагается, что все слои, параллельные плоскости $z=0$, обладают упругой изотропией, так что ядро K не зависит от направления $\mathbf{q}$. Используя гриновскую функцию теории упругости для контакта упругих полупространств [4], из формулы (11) в [1] после простых, но довольно громоздких выкладок для ядра K можно получить выражение

$$K(\omega, \mathbf{q} \mid z_1, z_2) = \operatorname{Im} \frac{1}{2\alpha_l} \frac{\omega^2}{\rho s^4} \left\{e^{-\alpha_l (z_1-z_2)} - R e^{-\alpha_l (z_1+z_2)}\right\}, \tag{3}$$

$$R = \frac{r_+ (\alpha_l'\alpha_t' - q^2) - \gamma^2 r_-' (\alpha_l\alpha_t + q^2) + \gamma\left[\frac{\omega^4}{c^2c'^2}(\alpha_l'\alpha_t - \alpha_l\alpha_t') + 2q^2 h_+ h_-'\right]}{r_- (\alpha_l'\alpha_t' - q^2) + \gamma^2 r_-' (\alpha_l\alpha_t - q^2) + \gamma\left[\frac{\omega^4}{c^2c'^2}(\alpha_l'\alpha_t + \alpha_l\alpha_t') + 2q^2 h_- h_-'\right]}. \tag{4}$$

Здесь введены обозначения

$$r_\pm = (\alpha_t^2 + q^2)^2 \pm 4q^2\alpha_l\alpha_t, \quad h_\pm = \alpha_t^2 + q^2 \pm 2\alpha_l\alpha_t, \quad \gamma = \frac{\rho' c'^2}{\rho c^2}, \tag{5}$$

$$\alpha_l = \left[q^2 - \frac{(\omega + i0)^2}{s^2}\right]^{1/2}, \quad \alpha_t = \left[q^2 - \frac{(\omega + i0)^2}{c^2}\right]^{1/2}, \tag{6}$$

где c — скорость поперечных TA-волн. В (6) подразумевается, что разрез для определения ветвей радикалов проходит вдоль отрицательной вещественной оси. Величины r', h', α' определены согласно (5) и (6) с помощью параметров среды 2. В выражении (3) R учитывает вклад в рассеяние отраженных на границе фононных мод. В области $\omega > sq$, $s'q$ R — коэффициент отражения $LA \to LA$ на границе раздела упругих полупространств. Полюса R в области $\omega < cq$, $c'q$ соответствуют поверхностным волнам Стоунли на границе раздела упругих полупространств [5]. Такой результат выглядит естественным, ибо гриновская функция теории упругости, через которую выражается вероятность рассеяния, должна иметь полюса при частотах нормальных мод системы. Условие существования волн Стоунли достаточно сложно и при произвольном соотношении параметров двух сред не поддается аналитическому исследованию [6]. Поэтому представляется разумным анализ ядра K провести отдельно в различных характерных для фермиевского газа областях энергии электрона. Согласно [7], существуют три такие области энергии пробного электрона $\varepsilon-\varepsilon_F$, где рассеяние носит различный характер.

В областях квазиупругого (область C; $\varepsilon-\varepsilon_F \gg \varepsilon_2 \equiv \pi s/d$) и неупругого (область B; $\varepsilon_1 \equiv sk_F \ll \varepsilon-\varepsilon_F \ll \varepsilon_2$; k_F — импульс Ферми) большеуглового рассеяния участвующие в рассеянии фононы распространяются почти нормально к границе раздела упругих полупространств, т. е. $s^2q^2/\omega^2 \ll 1$. Поэтому, разлагая ядро K по малому параметру s^2q^2/ω^2, в низшем порядке можно найти

$$K(\omega, q \mid z_1, z_2) = \frac{\omega}{2\rho s^3}\left\{\cos\frac{\omega}{s}(z_1 - z_2) - R\cos\frac{\omega}{s}(z_1 + z_2)\right\}, \tag{7}$$

$$R = R_0 - \frac{s^2q^2}{\omega^2} R_1, \quad R_0 = \frac{1-\lambda}{1+\lambda},$$

$$R_1 = \frac{1}{(1+\sigma)(1+\lambda)^2}\left\{\left(\frac{2c}{s}\right)^3 + \frac{\lambda}{s^2}\left(s'^2 - s^2 - 2s'c' + 8c^2 + 8cc' - 16\frac{cc'^2}{s'}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{\lambda\sigma}{s^2}\left(s'^2 - s^2 + 4s'c - 8cc' - 8c'^2 + 8\frac{c'^3}{s'}\right) - \frac{\lambda^2\sigma}{s^2} 2cs\right\}; \quad \sigma = \frac{\rho' c'}{\rho c}. \tag{8}$$

В области C аргументы косинусов в (7) порядка π, поэтому в (7) можно отбросить члены малого порядка, т. е. считать, что $R=R_0$. Тогда, подставляя (7) в (2), для вероятности рассеяния между состояниями одного уровня поперечного движения в области C получим

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'}=\frac{1}{\tau_F}\,[N(\omega)+1]\,\frac{\pi}{L^2}\,\frac{\omega}{m\,(sk_F)^2}\iint\limits_0^\infty dz_1dz_2\rho(z_1)\,\rho(z_2)\times$$
$$\times\left\{\cos\frac{\omega}{s}(z_1-z_2)-R_0\cos\frac{\omega}{s}(z_1+z_2)\right\}. \tag{9}$$

Здесь

$$\frac{1}{\tau_F}=\frac{mk_F^2\Xi^2}{\pi\rho s} \tag{10}$$

есть введенное в [8] характерное время рассеяния в фермиевском газе на деформационном потенциале акустических фононов. В области B, воспользовавшись тем, что $\omega d/s \ll 1$, в (2) можно выполнить усреднение K по функциям $\rho(z)$ поперечного движения электрона. Поступая аналогично [1], вероятность рассеяния между состояниями одного уровня поперечного квантования представим в следующем виде:

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'}=\frac{1}{\tau_F}\,[N(\omega)+1]\,\frac{2\pi}{L^2}\,\frac{\omega}{m\,(sk_F)^2}\times$$
$$\times\left\{\sin\frac{\omega}{s/\bar{z}}+\left[\frac{\lambda}{1+\lambda}+\frac{s^2q^2}{\omega^2}R_1\right]\cos\frac{2\omega}{s/\bar{z}}\right\}, \tag{11}$$

где

$$\bar{z}=\int\limits_0^\infty dz z\rho(z) \tag{12}$$

— расстояние от плоскости $z=0$, на котором расположен двумерный электронный газ.

Перейдем к рассмотрению области неупругого малоуглового рассеяния (область A; $\varepsilon-\varepsilon_F \ll \varepsilon_1$).

Ввиду отсутствия в этой области соответствующего малого параметра дальнейшее упрощение выражения (3) для ядра K в общем случае не представляется возможным. Поэтому здесь мы будем ограничиваться рассмотрением двух предельных случаев: контакта твердое тело—жидкость и жестко закрепленной границы.

Ядро K в этих случаях можно получить, подставляя (4) в (3), предварительно в (4) устремив либо c' к нулю (контакт твердое тело—жидкость), либо ρ' к бесконечности (жестко закрепленная граница).

Удобно K представить в виде

$$K(\omega,\ q\,|\,z_1,\ z_2)=\frac{\omega^2}{\rho s^4}\,\mathscr{F}(\omega,\ q\,|\,z_1,\ z_2). \tag{13}$$

В случае контакта твердого и жидкого полупространств $\mathscr{F}$ можно записать

$$\mathscr{F}=\frac{1a}{2}\left[\cos a(z_1-z_2)-\frac{(b^2-q^2)^2-4q^2ab-\rho' a\omega^4/\rho a' c^4}{(b^2-q^2)^2+4q^2ab+\rho' a\omega^4/\rho a' c^4}\cos a(z_1+z_2),\ sq<\omega, \right. \tag{14а}$$

$$\mathscr{F}=\frac{1}{2a}\,\frac{2\,(b^2-q^2)^2\,[4abq^2+\rho' a\omega^4/\rho a' c^4]}{[4q^2ab+\rho' a\omega^4/\rho a' c^4]^2+[b^2-q^2]^4}\,e^{-\alpha(z_1+z_2)},\quad cq<\omega<sq, \tag{14б}$$

$$\mathscr{F}=\frac{1}{2a}\,\frac{2\,(\rho' a\omega^4/\rho a' c^4)\,(\beta^2+q^2)^2}{[4a\beta q^2-(\beta^2+q^2)^2]^2+(\rho' a\omega^4/\rho a' c^4)^2}\,e^{-\alpha(z_1+z_2)},\quad s'q<\omega<cq, \tag{14в}$$

$$\mathscr{F}=\frac{\pi}{2a}\,[4\alpha\beta q^2+(\beta^2+q^2)^2-\rho' a\omega^4/\rho a' c^4]\,\delta\,[4\alpha\beta q^2-(\beta^2+q^2)^2-\rho' a\omega^4/\rho a' c^4]\,e^{-\alpha(z_1+z_2)},\quad \omega<s'q, \tag{14г}$$

где введены обозначения

$$a=\left(\frac{\omega^2}{s^2}-q^2\right)^{1/2},\quad b=\left(\frac{\omega^2}{c^2}-q^2\right)^{1/2},$$
$$\alpha=\left(q^2-\frac{\omega^2}{s^2}\right)^{1/2},\quad \beta=\left(q^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2}, \tag{15}$$

а a', α' определены с помощью параметров жидкой среды. В большинстве случаев скорость звука s' в жидкости меньше, чем скорость TA-волн c в твердом теле, поэтому здесь рассматривается именно этот случай. Как видно из (14), в области $\omega < s'q$ ядро K отлично от нуля только при условии, что аргумент дельта-функции в (14г) обращается в нуль. Это условие в отличие от границы двух твердых полупространств выполняется при любом соотношении параметров твердой и жидкой сред и дает закон дисперсии волн Стоунли $\omega = s_0 q$ [9]. При этом энергия поверхностных волн Стоунли в основном сосредоточена в жидкой среде [6]. В области $s'q < \omega < cq$ K отлично от нуля за счет взаимодействия электронов с поверхностными «вытекающими» волнами (leaky waves). «Вытекающие» волны [10] — несколько видоизмененные за счет реакции жидкой среды затухающие поверхностные волны Рэлея. Этот тип волн непрерывно излучает энергию в жидкость, образуя в ней отходящую от границы неоднородную волну. Это связано с тем, что, строго говоря, вытекающие волны не являются поверхностными. Действительно, как видно из (14в), этой волне в гриновской функции теории упругости для контакта твердое тело—жидкость соответствует полюс на нефизическом листе. По мере уменьшения различий упругих свойств граничащих полупространств вытекающая волна будет затухать еще сильнее, и о ней уже нельзя будет говорить как о поверхностной волне. В случае жестко закрепленной границы для $\mathcal{F}$ имеем

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2a}\left[\cos a\,(z_1 - z_2) - \frac{q^2 - ab}{q^2 + ab}\cos a\,(z_1 + z_2)\right], \quad sq < \omega, \tag{16а}$$

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2\alpha}\,\frac{2q^2\alpha b}{q^4 + \alpha^2 b^2}\,e^{-\alpha\,(z_1+z_2)}, \quad cq < \omega < sq. \tag{16б}$$

Теперь, воспользовавшись тем, что в области A ad, $\alpha d \leqslant 1$, в (2) можно выполнить усреднение K по функции $\rho\,(z)$, так что, подставляя (13) в (2), для вероятности рассеяния между состояниями одного уровня поперечного квантования в области A найдем

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'} = \frac{1}{\tau_F}\,[N\,(\omega) + 1]\,\frac{2\pi}{L^2}\,\frac{\omega^2}{ms^3k_F^2}\,\mathcal{F}\,(\omega,\ q\,|\,\bar{z},\ \bar{z}). \tag{17}$$

Вероятность рассеяния без учета отражения на границе раздела получится, если в (23) положить $\bar{z} \to \infty$, т. е. заменить $\mathcal{F}$ на $(2a)^{-1}$.

Перейдем к вычислению одной из основных, экспериментально хорошо исследуемых [11-13] характеристик пробного электрона — темпа релаксации энергии. Для краткости рассмотрим случай, когда температура решетки равна нулю и двумерный электронный газ расположен в непосредственной близости от границы, т. е. $\bar{z} \simeq d$. В этом случае темп релаксации равен

$$Q\,(\varepsilon) = \sum_{\mathbf{k}'} \omega W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'}, \tag{18}$$

где сумма вычисляется по всевозможным конечным состояниям.

Теперь, подставляя (9) в (18), для Q в области C получим

$$Q\,(\varepsilon) = Q\,(\varepsilon)\,|_{\bar{z}\to\infty} = \frac{1}{\tau_F}\,\frac{1}{2\,(k_F d)^2}\,\frac{\pi s}{d}\,I, \quad I = d^3\int\limits_0^\infty dz\,[\rho'\,(z)]^2, \tag{19}$$

где безразмерный интеграл I — величина порядка единицы. Отсюда видно, что темп релаксации энергии пробного электрона в области C с точностью до числового множителя совпадает с темпом релаксации энергии без учета отражения фононов, причем это верно при любых параметрах среды 2. Такой результат объясняется тем, что в области C граница раздела всегда является далекой, т. е. $\bar{z}$ больше или порядка характерной длины волны фонона вдоль z.

В области B, используя выражение (11), для вероятности рассеяния из (18) получим

$$Q\,(\varepsilon) = \frac{1}{\tau_F}\left\{R_1\,(\varepsilon - \varepsilon_F) + \frac{\lambda}{1+\lambda}\,\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^3}{3\,(sk_F)^2} + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^5}{5\,(sk_F)^2\,(s/\bar{z})^2}\right\}. \tag{20}$$

Отсюда найдем критерий

$$\lambda \lesssim \varepsilon_1^2/\varepsilon_2^2, \tag{21}$$

позволяющий выяснить, когда границу раздела, вблизи которой расположен двумерный фермиевский газ, можно считать свободной. Действительно, если (21) имеет место, то в (20) можно пренебречь вторым слагаемым в скобках. Тогда (20) переходит в выражение для Q, полученное в [1] в случае свободной границы.

В случае, если

$$\varepsilon_1^2/\varepsilon_2^2 \ll \lambda \ll 1, \tag{22}$$

границу уже нельзя считать свободной, но легко убедиться в том, что подавление темпа релаксации по-прежнему остается. В самом деле, при условии (22) из (20) найдем

$$Q(\varepsilon) = \frac{1}{\tau_F}\left\{\left(\frac{2c}{s}\right)^3(\varepsilon - \varepsilon_F) + \lambda\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^3}{3(sk_F)^2} + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^5}{5(sk_F)^2(s/\bar{z})^2}\right\}. \tag{23}$$

Теперь из сравнения (23) с выражением для Q для случая, когда фононы трехмерны,

$$Q(\varepsilon)|_{\bar{z}\to\infty} = \frac{1}{\tau_F}\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^3}{6(sk_F)^2} \tag{24}$$

видно, что

$$\frac{Q(\varepsilon)}{Q(\varepsilon)_{\bar{z}\to\infty}} \simeq \frac{\varepsilon_1}{(\varepsilon - \varepsilon_F)^2} + \lambda + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^2}{\varepsilon_2^2} \ll 1, \tag{25}$$

причем, как и в случае со свободной поверхностью, на краях области подавление исчезает. Ясно также, что энергетическая зависимость темпа релаксации меняется по сравнению как со свободной границей, так и со случаем трехмерных фононов.

Наконец, если

$$\lambda \gtrsim 1, \tag{26}$$

то в (20) следует оставить лишь второе слагаемое. Тогда темп релаксации будет отличаться от (24) только числовым множителем $2\lambda/(1+\lambda)$.

Так, для жестко закрепленной границы темп релаксации энергии пробного электрона оказывается в 2 раза больше по сравнению со случаем, когда фононы трехмерны.

Перейдем к рассмотрению области A. Подставляя (17) в (18), темп релаксации можно записать в виде

$$Q(\varepsilon) = \bar{\Phi}Q(\varepsilon)|_{\bar{z}\to\infty} = \frac{1}{\tau_F}\bar{\Phi}\frac{(\varepsilon - \varepsilon_F)^4}{16(sk_F)^3}, \tag{27}$$

где $\bar{\Phi}$ для близкой границы есть

$$\bar{\Phi} = \int_0^\infty dt\Phi(t),\quad \Phi(t) \equiv \mathcal{F}(\omega, q\,|\,\bar{z}, \bar{z}),\quad t \equiv \frac{sq}{\omega}. \tag{28}$$

Отсюда видно, что в области A темпы релаксации с учетом и без учета отражения фононов на границе различаются только множителем $\bar{\Phi}$ порядка единицы. Такой результат обусловлен сильным смешиванием LA- и TA-волн в этой области. Интеграл $\bar{\Phi}$ не вычисляется в явном виде. Для контакта твердое тело—жидкость $\bar{\Phi} \equiv \bar{\Psi}$ определяется вкладом в рассеяние как объемных, так и поверхностных волн. При этом отметим, что A — единственная область, где вклад поверхностных волн сравнивается с вкладом объемных мод. Для жестко закрепленной границы в $\bar{\Phi} \equiv \bar{\varphi}$ вклад дают только объемные LA-, TA-фононы. В случае существенного различия плотностей граничащих полупространств можно вычислить $\bar{\Phi}$ при двух экстремальных значениях параметра $\nu \equiv s/c$. Так, если $\nu \to 1$, то

$$\bar{\Psi} = 1 + 2\delta\left(1 - \mu^2 + \frac{3}{2}\mu^4\right), \quad \mu \equiv \frac{s}{s'}, \quad \delta \equiv \frac{\rho'}{\rho}, \quad (\delta \ll 1),$$
$$\bar{\varphi} = 1, \quad (\delta \gg 1). \tag{29}$$

При этом волны Стоунли не дают вклада в $\bar{\Psi}$, а вклад вытекающих волн порядка δ. Для свободной границы $\bar{\Psi}=1$, причем рэлеевские волны тоже не будут давать вклада в $\bar{\Psi}$.

Если $\nu \to \infty$, то

$$\bar{\Psi} = 2\delta^2 \frac{\nu^2}{\mu^2}, \quad (\delta \ll 1),$$
$$\bar{\varphi} = 3, \quad (\delta \gg 1). \tag{30}$$

В этом случае в $\bar{\Psi}$ не дают вклада объемные и вытекающие волны. Для свободной границы релаксация энергии будет обусловлена только рэлеевскими волнами, причем можно найти, что $\bar{\Psi}_R \approx 0.57$.

Теперь проследим за тем, как меняется влияние границы раздела на темп релаксации по мере остывания электрона. В областях A и C влияние границы незначительно. В области A оно сводится лишь к умножению Q на коэффициент $\bar{\Phi}$, в то время как в области C вообще не меняется. Можно, однако, проверить, что отражение фононов будет сказываться на более высоких порядках по малому параметру, фигурирующему в области C.

Существование области энергий B одновременно обеспечивается условием (1), которое равносильно $\pi^2/4nd^2 \gg 1$, где n — концентрация двумерного электронного газа. Это условие удовлетворяется, если считать, что концентрация электронов достаточно низка ($n=10^{11}$ см$^{-2}$) и локализация поперечного движения электрона достаточно сильна ($d=30$ Å). Тогда получается, что $\varepsilon_2/\varepsilon_1 \approx 10$.

Теперь из (21) следует, что результатами работы [1] можно пользоваться в том случае, если только $\lambda \lesssim 10^{-2}$, т. е. в ситуациях, когда упругое полупространство граничит с сильно разреженной средой, например с газом. Из оценок для параметра λ следует, что в большинстве случаев контакта твердое тело—жидкость λ попадает в область (22). Например, это относится к структурам полупроводник—электролит. Поэтому, согласно (25), можно утверждать, что такая граница уменьшает Q на порядок. Отметим еще, что результаты для жестко закрепленной границы можно отнести к ситуациям, когда среда 2 достаточно тяжелая, например к структурам диэлектрик—металл.

Автор выражает благодарность И. Б. Левинсону за постановку задачи и помощь в работе.

Список литературы

[1] Бадалян С. М., Левинсон И. Б. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 9. С. 2764—2773.
[2] Gantmakher V. F., Levinson Y. B. Carrier scattering in metals and semiconductors. Amsterdam, 1987. 459 p.
[3] Maradudin A. A., Mills D. L. // Ann. Phys. 1976. V. 100. N 1-2. P. 262—309.
[4] Djafari-Rouhani B., Dobrynski L., Wallis R. F. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 12. P. 741—749.
[5] Stonely R. // Proc. R. Soc. 1924. V. 106. P. 416—432.
[6] Викторов И. А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М., 1981. 286 с.
[7] Карпус А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 12—19.
[8] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
[9] Гоголадзе В. Т. // Тр. Сейсмол. ин-та АН СССР. М., 1948. № 127. 87 с.
[10] Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1973. 330 с.
[11] Neugebauer T., Landhwehr G. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 2. P. 702—708.
[12] Hirekawa K., Sasaki H. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 14. P. 889—891.
[13] Блюмина М. Г., Денисов А. Г., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Сеничкин А. П., Шмарцев Ю. В. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 5. С. 257—260.

Получена 29.03.1989
Принята к печати 22.05.1989