1993 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 35, № 5
1993 SOLID STATE PHYSICS Vol. 35, N 5

УДК 621.362

МЕЖДОЛИННОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВАХ BiSb

В.А.Козлов, С.Е.Турецкий

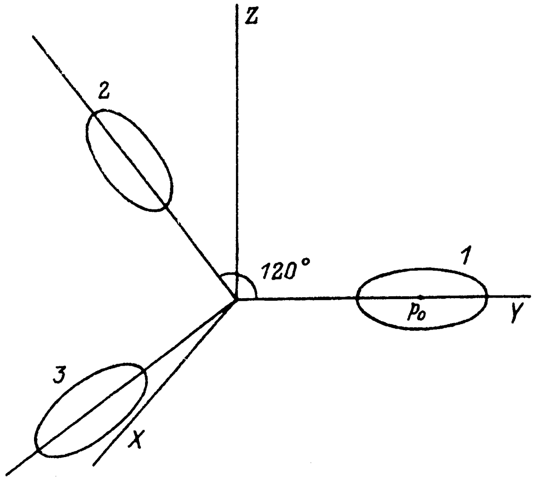
Теоретически исследуется междолинное рассеяние в материалах типа BiSb как на заряженных, так и на нейтральных примесях. Анализируется относительный вклад междолинного рассеяния в величину времени релаксации в зависимости от величины параметра a, имеющего смысл радиуса нейтрального атома. Показано, что согласие с экспериментом достигается при a, лежащем в пределах от 1 до 2.5 Å.

Междолинные процессы рассеяния носителей тока в многодолинных полупроводниках и полуметаллах играют весьма существенную роль в явлениях переноса [1–4]. Помимо того, как было показано в работе [5], наличие междолинного рассеяния в полупроводниковом сплаве BiSb также сказывается на осцилляционных эффектах в магнитном поле. В то же время вопрос о величине и температурной зависимости соответствующей длины пробега $l_\text{м}$ по существу остается открытым.

С экспериментальной точки зрения оценка величины $l_\text{м}$ оказалась возможной в чистых массивных монокристаллах висмута [2,6]. Однако, как показывает анализ, здесь фактически удается оценить лишь длину рекомбинации. Последнее обстоятельство относится как к акустомагнитным измерениям [6], так и к измерениям поперечного электрического поля в условиях диффузионно-размерного эффекта, осуществленных в работе [2]. Что же касается переходов между эквивалентными долинами, особенно в условиях, когда отсутствует дырочный экстремум, а длины пробегов относительно междолинных переходов сравнимы по порядку величины с внутридолинными, то здесь по существу не удается сколь-нибудь надежно оценить величину $l_\text{м}$.

Указанная картина имеет место в полупроводниковых сплавах BiSb, где, согласно экспериментальным оценкам работы [5], отношение междолинного времени релаксации $\tau_\text{м}$ к внутридолинному $\tau_\text{в}$ находится в интервале $0.8 < \tau_\text{м}/\tau_\text{в} < 3.3$.

Вообще говоря, вопрос о механизме междолинного рассеяния в отличие от особо чистых монокристаллов Bi, где оно осуществляется в основном на фононах [6], в соединениях BiSb до сих пор не решен. Столь малые длины пробега относительно междолинного рассеяния, следующие из экспериментальных оценок работы [5], скорее свидетельствуют в пользу примесного механизма междолинного рассеяния. На принципиальную возможность такого рассеяния было указано в работе [7], где рассеяние на нейтральной примеси трактовалось как рассеяние на потенциале типа твердой сердцевины, поскольку его Фурье-образ содержит компоненты с



Расположение электронных долин в сплаве BiSb.

волновыми векторами порядка размера зоны Бриллюэна. Однако количественные оценки применительно к реальным материалам в настоящее время фактически отсутствуют.

1. Основные соотношения

Рассматривается легированный полупроводниковый сплав BiSb, зона Бриллюэна которого содержит три эквивалентных эллипсоида *1-3* (см. рисунок). В области гелиевых температур электронный газ можно считать полностью вырожденным, поскольку при концентрациях легирующей примеси $\simeq 10^{16}$ см$^{-3}$ соответствующая энергия Ферми составляет 8.4 мэВ. При этом фермиевский импульс имеет порядок 10^6 см$^{-1}$, так что соответствующие долины являются хорошо определенными и не перекрывающимися друг с другом.

Для исследования сформулированной задачи удобно записать все уравнения не для каждого минимума энергетического спектра в отдельности, а для всей зоны Бриллюэна сразу. Для этого надо воспользоваться кинетическим уравнением, полученным в [8] для произвольного закона дисперсии электронов проводимости.

Однако для конкретных расчетов воспользоваться уравнением, полученным в [8], невозможно, поскольку не известны ни закон дисперсии электронов $\varepsilon(\mathbf{k})$ во всей зоне, ни точные волновые функции электронов в кристалле $\psi_{\nu\mathbf{k}}(\mathbf{r})$. Для дальнейшего необходимо учесть, что неравновесная добавка к функции распределения содержит в качестве множителя производную от фермиевской функции, которая отлична от нуля только в слое толщиной kT вблизи поверхности Ферми. Как будет показано ниже, данное обстоятельство позволяет записать обычное кинетическое уравнение с интегралом столкновений, правильно описывающим переходы только с участием этой группы электронов.

Для рассмотрения указанных электронов можно воспользоваться методом эффективной массы и считать, что волновая функция электрона вблизи минимума с центром в точке $\mathbf{k}_0$ имеет вид

$$\psi_{\nu\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(ikr)\omega_{\nu\mathbf{k}_0}(\mathbf{r}).$$

Таким образом, в нашем подходе не делается различия между внутридолинным и междолинным рассеянием, которое описывается одним и тем же интегралом столкновений с областью интегрирования, формально распространяющейся на всю зону Бриллюэна.

В соответствии со сказанным запишем кинетическое уравнение Больцмана

$$e\mathbf{E}\frac{\partial f^0}{\partial \mathbf{p}} = \int W(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\,(g_{\mathbf{k}'} - g_{\mathbf{k}})\,\delta(\varepsilon - \varepsilon')d^3k'. \tag{1}$$

Здесь $f^0(\varepsilon)$ — равновесная функция распределения Ферми–Дирака; $g_{\mathbf{k}}$ — неравновесная добавка к ней; $\varepsilon(\mathbf{k})$ — закон дисперсии электронов с тремя эквивалентными минимумами, повернутыми на 120° относительно друг друга (см. рисунок). Будем считать, что оси эллипсоидов находятся в плоскости, перпендикулярной оси симметрии C_3.

Для дальнейших расчетов центральным вопросом является выбор потенциала рассеяния на нейтральной примеси. Вполне естественно считать, что роль таких рассеивателей в соединениях BiSb играют атомы сурьмы, являющиеся примесью замещения. Поскольку характерный импульс передачи при междолинном рассеянии в указанных соединениях порядка 10^7 см$^{-1}$, то детали потенциала, имеющие значения на расстояниях порядка постоянной решетки, в данном случае не играют существенной роли. Поэтому для вычисления рассеяния на нейтральной примеси соответствующий потенциал $W(\mathbf{k})$ вполне разумно считать изотропным и отвечающим рассеянию на водородоподобном атоме

$$W(\mathbf{k}) = \frac{4Z^2e^4a^4}{\hbar^4}\,N_0\,\frac{\left(8+(ak)^2\right)^2}{\left(4+(ak)^2\right)^4}. \tag{2}$$

В этой формуле Ze — эффективный заряд, a — радиус потенциала, N_0 — концентрация нейтральных примесей.

В случае рассеяния на заряженных примесях $W(\mathbf{k})$ имеет вид

$$W(\mathbf{k}) = \frac{4e^4N_i}{\varkappa_0^2\hbar^4}\,\frac{1}{\left(k^2+\rho_D^{-2}\right)^2}, \tag{3}$$

где ρ_D — дебаевский радиус, $\varkappa_0$ — диэлектрическая проницаемость, N_i — концентрация заряженных примесных центров.

Из (2) следует, что при значении a, стремящемся к нулю, вероятность рассеяния $W(k)$ стремится к величине W_0, не зависящей от волнового вектора $\mathbf{k}$. В этом пределе кинетическое уравнение (1) можно решить аналитически. Тогда выражение для g_k имеет вид

$$g_{\mathrm{p}} = e\tau(\varepsilon)E\left(-\frac{\partial f^0}{\partial p}\right), \tag{4}$$

где

$$\tau(\varepsilon) = \frac{1}{W_0\int \delta(\varepsilon-\varepsilon')d^3p'}. \tag{5}$$

Из (5) следует, что в рассматриваемом предельном случае

$$\frac{\tau_{\text{м}}}{\tau_{\text{в}}} = 0.5.$$

Отметим, что данное значение не попадает в интервал значений $\tau_{\text{м}}/\tau_{\text{в}}$, указанный в работе [5].

В случае же произвольного радиуса a или при рассеянии на ионизированных примесях количественный анализ задачи до сих пор не сделан, что связано с невозможностью аналитического решения уравнения Больцмана. Соответствующее решение задачи может быть найдено с помощью вариационного метода.

В соответствии с вариационным принципом решение $g(\mathbf{p})$ кинетического уравнения (1) минимизирует функционал

$$J[\varphi] = (\varphi, \hat{L}\varphi) - 2e\mathbf{E}\left(\varphi, \frac{\partial f^0}{\partial \mathbf{p}}\right). \tag{6}$$

Круглые скобки означают интегрирование по всей зоне Бриллюэна

$$(\varphi, \psi) = \int \varphi(\mathbf{p})\psi(\mathbf{p}) d^3p.$$

Функцию $\varphi(\mathbf{p})$ будем искать в следующем виде:

$$\varphi(\mathbf{p}) = \sum_{j=1}^{3} c_j v_j \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right). \tag{7}$$

Здесь c_j — варьируемые коэффициенты, $v_j = \partial\varepsilon/\partial p_j$ — скорость электрона.

Подобный подход к исследованию процессов рассеяния в сильно анизотропных материалах применительно к внутридолинному рассеянию был использован в работе [9]. Что же касается междолинного рассеяния, то развитая ниже методика позволяет в рамках единого вариационного принципа получить выражение для эффективного времени релаксации, одновременно учитывающее как внутридолинные, так и междолинные переходы.

В соответствии с вышесказанным в таком виде ищется неравновесная добавка во всей зоне Бриллюэна. Отметим, что в нашем подходе отсутствует индекс долины α, который часто приписывается физическим величинам, относящимся к долине с номером α. Связь между двумя подходами простая. Если $\mathbf{p}$ лежит вблизи минимума с номером α, то можно записать

$$\varphi^{(\alpha)}(p) = \sum_{j=1}^{3} c_j v_j^{(\alpha)} \left(-\frac{\partial f^{0(\alpha)}}{\partial \varepsilon^{(\alpha)}}\right), \tag{8}$$

где

$$v_j^{(\alpha)} = \frac{\partial \varepsilon^{(\alpha)}}{\partial p_j}.$$

Коэффициент c_j связан с тензором времени релаксации τ_{ij} следующим образом:

$$c_j = e\tau_{ij}E_i. \tag{9}$$

С помощью (8), (9) можно найти тензор проводимости

$$\sigma_{ik} = \frac{e^2 V}{(2\pi)^3}\sum_{j=1}^{3}\tau_{ij}\int v_k v_j \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right) d^3k. \tag{10}$$

Заметим, что в рассматриваемой модели тензор σ_{ik} инвариантен по отношению к поворотам на 120°. Из (10) следует, что матрица τ_{ij} времени релаксации коммутирует с матрицей M поворота на 120°

$$M\tau = \tau M. \tag{11}$$

Так как производная $(-\partial f^0/\partial\varepsilon)$ имеет в случае полного вырождения резкий максимум вблизи поверхности Ферми, то основной вклад в интеграл (10) вносят области интегрирования вблизи поверхностей Ферми эллипсоидов. Это дает возможность записать

$$\sigma_{ik} = \sum_{\alpha}\sigma_{ik}^{(\alpha)}, \tag{12}$$

$$\sigma_{ik}^{(\alpha)} = \frac{e^2 V}{(2\pi)^3}\tau_{ij}\int\limits_{(\alpha)} v_j v_k \left(-\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right) d^3k, \tag{13}$$

где интегрирование проводится по эллипсоиду с номером α.

С помощью (11) легко получить обычный результат

$$\sigma = \sigma^{(1)} + M\sigma^{(1)}M^{\mathrm{T}} + M^{\mathrm{T}}\sigma^{(1)}M. \tag{14}$$

Из вариационного метода следует система уравнений на неизвестные коэффициенты c_j

$$\sum_{j'=1}^{3} L_{jj'}c_{j'} = b_j, x \tag{15}$$

$$L_{jj'} = \left(v_j\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}, \hat{L}v_{j'}\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}\right), \tag{16}$$

$$b_j = \left(v_j\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}, \frac{\partial f^0}{\partial\mathbf{p}}\right)e\mathbf{E}. \tag{17}$$

Таким образом, задача сводится к нахождению коэффициентов $L_{jj'}$, b_j и решению системы (15). Используя самосопряженность оператора столкновений L на примесях [10], коэффициенты $L_{jj'}$ можно записать в симметричном виде

$$L_{jj'} = -\frac{1}{2}\int d^3p\,d^3p'\,W(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\left(\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}\right)^2\left(v'_j - v_j\right)\left(v'_{j'} - v_{j'}\right)\delta(\varepsilon-\varepsilon'). \tag{18}$$

Анализируя интеграл (18) аналогично интегралу (10), придем к результату

$$L_{jj'} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} L_{jj'}^{(\alpha,\beta)}. \tag{19}$$

В этих обозначениях $L_{jj'}^{(\alpha,\beta)}$ есть интеграл (18), в котором областью интегрирования по $\mathbf{p}$ является эллипсоид с номером α, а по $\mathbf{p}'$ — эллипсоид с номером β.

Учитывая симметрию рассматриваемой системы, несложно показать, что для вычисления $L_{jj'}$ достаточно знать $L_{xx}^{(1,1)}$, $L_{xx}^{(1,2)}$, $L_{yy}^{(1,1)}$, $L_{yy}^{(1,2)}$ и $L_{zz}^{(1,2)}$

$$L_{xx} = 3L_{xx}^{(1,1)} + 6L_{xx}^{(1,2)}, \tag{20}$$

$$L_{yy} = L_{zz} = \frac{3}{2}\left(L_{xx}^{(1,1)} + L_{yy}^{(1,1)}\right) + 3\left(L_{yy}^{(1,2)} + L_{zz}^{(1,2)}\right). \tag{21}$$

Выведем теперь выражения, необходимые для вычисления величин $L_{jj'}^{(1,1)}$ и $L_{jj'}^{(1,2)}$. Согласно (18), коэффициенты $L_{jj'}^{(1,1)}$ определяются выражением

$$L_{jj'}^{(1,1)} = -\frac{1}{2}\int d^3p d^3p' W(p'-p)\left(\frac{\partial f^0}{\partial\varepsilon}\right)^2 \left(v_j' - v_j\right)\left(v_{j'}' - v_{j'}\right)\delta(\varepsilon - \varepsilon'), \tag{22}$$

в котором областью интегрирования является первая долина с законом дисперсии

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2}{2m_1} + \frac{(p_y - p_0)^2}{2m_2} + \frac{p_z^2}{2m_1}. \tag{23}$$

С помощью несложных преобразований интеграл (22) приводится к виду

$$L_{jj'}^{(1,1)} = -\frac{1}{2}\frac{m_2}{m_1}\frac{\pi}{3T} I_{jj'}, \tag{24}$$

где

$$I_{jj'} = \int d^3q \frac{\Theta(2p_F - q)}{q} c_j c_{j'} W(R), \tag{25}$$

$$R = q_x^2 + \frac{m_2}{m_1}q_y^2 + q_z^2, \quad c_x = q_x, \quad c_y = q_y\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}, \quad c_z = q_z,$$

Θ — функция Хевисайда.

При получении формул (24), (25) было учтено наличие резкого максимума у производной $(\partial f^0/\partial\varepsilon)^2$, что дало возможность в оставшейся части подынтегрального выражения заменить p на p_F.

Переходя в (25) к сферической системе координат, для $I_{jj'}$ получим

$$I_x = I_z = \pi A \int_0^1 dx (1 - x^2)\frac{\alpha^2(x)}{b^4} J(\alpha(x)), \tag{26}$$

$$I_y = 2\pi \frac{m_1}{m_2} A \int_0^1 dx x^2 \frac{\alpha^2(x)}{b^4} J(\alpha(x)). \qquad (27)$$

Здесь

$$A = 4Z^2 \epsilon^4 a^4 N_0, \qquad b^2 = 4/a^2,$$

$$\alpha(x) = \frac{b^2}{1 + (m_2 \,/\, m_1 - 1)^2}, \qquad p_F = \sqrt{2 m_1 E_F},$$

$$J(\alpha(x)) = \ln\left(1 + \frac{4p_F^2}{\alpha(x)}\right) + \frac{4p_F^2}{\alpha(x) + 4p_F^2} + \frac{1}{2} \frac{\alpha^2(x) - \left(\alpha(x) + 4p_F^2\right)^2}{\left(\alpha(x) + 4p_F^2\right)^2} +$$

$$+ \frac{1}{3} \frac{\alpha^3(x) - \left(\alpha(x) + 4p_F^2\right)^2}{\left(\alpha(x) + 4p_F^2\right)^3}.$$

Интегралы в (26), (27) не выражаются через элементарные функции. Дальнейшее интегрирование приводит к громоздкому выражению, которое мы опустим.

В случае рассеяния на ионизированных примесях результат будет иметь вид

$$J_x = J_z = \pi A \int_0^1 dx (1 - x^2) \alpha^2(x) J(\alpha(x)), \qquad (28)$$

$$J_y = 2\pi \frac{m_1}{m_2} A \int_0^1 dx x^2 \alpha^2(x) J(\alpha(x)), \qquad (29)$$

$$J(\alpha) = \ln\left(1 + \frac{4p_F^2}{\alpha(x)}\right) + \frac{\alpha(x)}{4p_F^2 + \alpha(x)} - 1,$$

$$\alpha(x) = \frac{\hbar^2}{\rho_D^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right) x^2}, \qquad A = \frac{4\epsilon^4 N_i}{\varkappa_0^2} \left(\frac{\rho_D}{\hbar}\right)^4.$$

В свою очередь, согласно (18), элемент $L_{jj'}^{(1,2)}$ дается выражением

$$L_{jj'}^{(1,2)} = -\frac{1}{2} \int d^3p \int d^3p' W(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \left(v'_j - v_j\right) \left(v'_{j'} - v_{j'}\right) \left(\frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}\right)^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon'). \quad (30)$$

Окончательный результат получается из (30) после громоздких, но простых вычислений

$$L_{jj}^{(1,2)} = \frac{m_2}{3Tm_1} \int d\vartheta d\vartheta' d\varphi d\varphi' W(R) \varphi_j^2 \cos\vartheta \sin\vartheta \sin\vartheta', \qquad (31)$$

где

$$R = q_x^2 + \left(\frac{3}{2}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}} p_y + \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} q_y + \frac{\sqrt{3}}{2} p_z + \frac{3}{2} p_0\right)^2 +$$

$$+\left(\frac{3}{2}p_z+q_z-\frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}p_y-\frac{\sqrt{3}}{2}p_0\right)^2, \tag{32}$$

$$\varphi_x = q_x,$$

$$\varphi_y = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}p_y+\frac{\sqrt{3}}{2}p_z+\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}q_y,$$

$$\varphi_z = \frac{3}{2}p_z-\frac{\sqrt{3}}{2}\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}p_y+q_z. \tag{33}$$

Входящие в результаты (32) и (33) переменные $\mathbf{p}$ и $\mathbf{q}$ связаны с переменными интегрирования ϑ, ϑ', φ и φ' следующими соотношениями:

$$q_x = \sin\vartheta'\cos\varphi',$$

$$q_y = \sin\vartheta'\sin\varphi',$$

$$q_z = \cos\vartheta',$$

$$p_x = \sin\vartheta\cos\varphi\sin\varphi' + \sin\vartheta\sin\varphi\cos\vartheta'\cos\varphi' + \cos\vartheta\sin\vartheta'\cos\varphi',$$

$$p_y = -\sin\vartheta\cos\varphi\cos\varphi' + \sin\vartheta\sin\varphi\cos\vartheta'\sin\varphi' + \cos\vartheta\sin\vartheta'\sin\varphi',$$

$$p_z = -\sin\vartheta\sin\varphi\sin\vartheta' + \cos\vartheta\cos\vartheta'. \tag{34}$$

Поскольку дальнейшее изучение выражения (31) аналитически невозможно, его вычисление проводилось численными методами.

Что же касается коэффициентов b_j, то элементарные расчеты приводят к результату

$$b_x = \frac{2\pi}{3}\,\frac{eE_x}{m_1T}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\,p_F^3,$$

$$b_y = b_z = \frac{\pi}{3}\,\frac{eE_{y,z}}{m_1T}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\,p_F^3\left(1+\frac{m_2}{m_1}\right). \tag{35}$$

Как было показано выше, матрица $L_{jj'}$ имеет диагональный вид, поэтому система уравнений (15) распадается на три независимых уравнения. Отличные от нуля компоненты тензора времени релаксации τ_{ij}, определяемого формулой (9), даются следующими выражениями:

$$\tau_x = \frac{2\pi}{3}\,\frac{p_F^3}{m_1T}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\Big/L_{xx}, \tag{36}$$

$$\tau_y = \tau_z = \frac{\pi}{3}\,\frac{p_F^3}{m_1T}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\left(1+\sqrt{\frac{m_1}{m_2}}\right)\Big/L_{yy,zz}. \tag{37}$$

Пользуясь (20), (21), (36) и (37), можно выделить относительный вклад междолинного рассеяния в тензор τ_{ij}

$$\left(\frac{1}{\tau_x}\right)_{\text{м}}\Big/\left(\frac{1}{\tau_x}\right)_{\text{в}} = 2\frac{L_{xx}^{(1,2)}}{L_{xx}^{(1,1)}}, \tag{38}$$

$$\left(\frac{1}{\tau_y}\right)_{\text{м}} \Big/ \left(\frac{1}{\tau_y}\right)_{\text{в}} = 2\frac{L_{yy}^{(1,2)} + L_{zz}^{(1,2)}}{\left(1 + d\frac{m_1}{m_2}\right) L_{xx}^{(1,1)}}, \tag{39}$$

$$\left(\frac{1}{\tau_z}\right)_{\text{м}} \Big/ \left(\frac{1}{\tau_z}\right)_{\text{в}} = 2\frac{L_{yy}^{(1,2)} + L_{zz}^{(1,2)}}{\left(1 + d\frac{m_1}{m_2}\right) L_{xx}^{(1,1)}}. \tag{40}$$

Как показал дальнейший анализ, проведенный численными методами применительно к сплаву $Bi_{0.9}Sb_{0.1}(Te)$, добиться согласия с экспериментальными результатами [5] возможно только в случае рассеяния на нейтральной примеси, причем при изменении параметра a, имеющего смысл размера примеси, от 1 до 2.5 Å отношение $\tau_{\text{м}}/\tau_{\text{в}}$ лежит в пределах от 0.8 до 3.5.

Список литературы

[1] Рашба Э.И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1427–1432.
[2] Межов-Деглин Л.П. // Автореф. докт. дис. Черноголовка, 1981.
[3] Козлов В.А., Сахаров К.А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 267–270.
[4] Козлов В.А., Сахаров К.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 235–242.
[5] Киракозова Л.А., Минина Н.Я., Савин А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 1. С. 693–696.
[6] Lopez A.A. // Phys. Rev. 1968. V. 175. N 3. P. 823–840.
[7] Гантмахер Ф.В., Левинсон И.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. С. 351.
[8] Кон В., Люттенгер Дж. // Сб. „Вопросы квантовой теории необратимых процессов". М.: ИЛ, 1961. С. 365.
[9] Somailovich A.G., Nitsovich M.U., Nitsovich V.M. // Phys. Stat. Sol. 1966. V. 16. N 2. P. 449–452.
[10] Дыкман И.М., Томчук П.М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1981. С. 320.

Московский
физико-технический институт

Поступило в Редакцию
21 мая 1991 г.
В окончательной редакции
18 декабря 1992 г.