

КВАНТОВЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ГЕРМАНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ МЫШЬЯКОМ

Бильгильдеева Т. Ю., Полянская Т. А.

Из теории квантовых когерентных эффектов следует, что в многодолинных полупроводниках величина поправки к проводимости и анизотропия магнитосопротивления существенно зависят от степени анизотропии подвижности носителей в долинах и от соотношения между временем релаксации междолинного рассеяния τ_v и временем релаксации фазы электронной волновой функции τ_φ . В отсутствие обмена долин электронами, когда $\tau_\varphi/\tau_v = \delta \ll 1$, магнитосопротивление анизотропно, так как вклад каждой долины в магнитопроводимость зависит от угла между направлением магнитного поля и главной осью эллипсоида эффективных масс. В противоположном случае, когда $\delta \gg 1$, междолинное рассеяние приводит к усреднению процессов интерференции по всем долинам и к изотропности магнитосопротивления. По предварительным оценкам, для германия, легированного мышьяком, при возрастании концентрации примеси от критической концентрации, соответствующей переходу металл—диэлектрик, величина δ изменяется от $\delta > 1$ до $\delta \gg 1$. Хотя для случая $\delta \approx 1$ количественная теория отрицательного магнитосопротивления не разработана, мы проанализировали экспериментальные зависимости отрицательного магнитосопротивления от температуры, концентрации As и от направления магнитного поля в Ge : As. Степень анизотропии магнитосопротивления характеризовалась эффективным значением коэффициента анизотропии подвижности \bar{K} , определенным тем же способом, что и в случае $\delta \ll 1$, для которого существует количественная теория отрицательного магнитосопротивления. Используя эти значения \bar{K} , мы оценили время τ_φ в Ge : As. Температурная и концентрационная зависимости τ_φ хорошо описываются теорией, учитывающей межэлектронное и обычное электрон-фононное взаимодействия в «грязных» (неупорядоченных) проводниках.

Известно, что в трехмерных полупроводниках с изотропной массой носителей заряда аномальное магнитосопротивление (АМС), связанное со слабой локализацией, также изотропно, т. е. не зависит от взаимной ориентации векторов плотности тока и магнитного поля [1, 2]. Анизотропия АМС появляется в многодолинных полупроводниках, обладающих анизотропным коэффициентом диффузии $D_{i,l} = 2\epsilon_F \mu_{i,l} / 3e$, возникающим из-за анизотропии эффективной массы (рассматривается случай вырожденного электронного газа $\epsilon_F \gg kT$), $\mu_{i,l} = e\tau_{i,l}/m_{i,l}$.

В отсутствие обмена долин электронами, что соответствует неравенству

$$\tau_\varphi \ll \tau_v$$

(τ_v — время междолинных переходов, τ_φ — время сбоя фазы волновой функции), вклады различных долин аддитивны:

$$\Delta\sigma_{\alpha\beta}(H) = \sum_{(\nu)}^{\bar{N}} \Delta\sigma_{\alpha\beta}^{(\nu)}(H),$$

здесь $1 \leq (\nu) \leq \bar{N}$, \bar{N} — число долин. Каждому слагаемому в сумме соответствует свой угол между осью эллипсоида ν и магнитным полем H , а анизотропия АМС обусловлена коэффициентом анизотропии $K = D_l/D_t$. К этому случаю относится, например, германий, легированный сурьмой (Ge(Sb)), что экспериментально подтверждено тщательным изучением анизотропии отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в работах [3, 4] (при этом было обнаружено, что

$K \approx K_m = m_i^*/m_i^*$). Однако известно, что в германии, легированном мышьяком ($\text{Ge}(\text{As})$), время перебросов τ_v на 2 порядка меньше [5], и в этом случае (в зависимости от соотношения τ_p/τ_v) ОМС может оказаться изотропным [2]. Настоящая работа посвящена исследованию квантовых когерентных эффектов в германии, легированном мышьяком.

Если предположить, что в $\text{Ge}(\text{As})$ время τ_p формируется теми же процессами, что и в $\text{Ge}(\text{Sb})$ [3], то численные оценки τ_p показывают следующее. Частота междолинных перебросов в $\text{Ge}(\text{As})$ $\tau_v^{-1} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и более чем на порядок превышает частоту сбоя фазы $\tau_p^{-1} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ в этом материале в области преобладания электрон-фононных процессов. При более низких концентрациях электронов, где основную роль играет межэлектронное взаимодействие (вблизи перехода металл—диэлектрик), частота $\tau_p \ll 10^{12} \text{ с}^{-1}$ для $\text{Ge}(\text{As})$, т. е. становится сравнимой с τ_v^{-1} . Исходя из этих оценок, можно ожидать в соответствии с теорией [2], что в области больших концентраций мышьяка, где

$$1/\tau_v \gg 1/\tau_p, \quad (1)$$

междолинное рассеяние приводит к усреднению процесса интерференции по всем долинам и к его изотропности. В этом случае низкотемпературная магнитопроводимость может быть описана выражением

$$\Delta\sigma^L = a_L \frac{G_0}{l_L} \Phi_3^L(x_L), \quad (2)$$

где $x_L = 4eDH\tau_p/hc$, $l_L = (D\tau_p)^{1/2}$, $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$, $a_L = 1 - \beta$, β — численный коэффициент, учитывающий вклад от взаимодействия электронов при рассеянии на сверхпроводящих флуктуациях (поправка Маки—Томпсона),

$$\Phi_3^L(x) = \frac{\sqrt{x}}{2} \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty t^{-3/2} e^{-2t/x} \left(1 - \frac{t}{\text{sh } t}\right) dt,$$

с изотропным коэффициентом диффузии, даваемым соотношением Эйнштейна: $D = \sigma_0/e^2g(\varepsilon_F)$, где $g(\varepsilon_F) = \tilde{N}m_a^*k_F/\pi^2\hbar^2$ — плотность состояний для энергии Ферми $\varepsilon_F = \hbar k_F^2/m_a^*$, $m_a^* = (m_i^*m_j^*)^{1/3}$ — средняя масса в долине, \tilde{N} — число долин. С другой стороны, вблизи перехода металл—диэлектрик, где

$$1/\tau_v > 1/\tau_p, \quad (3)$$

можно ожидать появления анизотропии ОМС [2]. Однако количественная теория магнитосопротивления в области (3) к настоящему времени не разработана.

Авторы работы [6], исследовавшие влияние давления на низкотемпературную магнитопроводимость в $\text{Ge}(\text{As})$ ($N_{\text{As}} = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), в отсутствие давления наблюдали изотропную магнитопроводимость, что является, по-видимому, подтверждением теории в области неравенства (1). В работе тех же авторов [7] сообщается о том, что время релаксации τ_p в $\text{Ge}(\text{As})$ формируется межэлектронным и электрон-фононным взаимодействием. К сожалению, этот вывод не проиллюстрирован экспериментальным материалом.

Мы предприняли попытку более детального анализа отрицательного магнитосопротивления в $\text{Ge}(\text{As})$ с точки зрения слабой локализации. Образцы, параметры которых приведены в таблице, вырезались из практически бездислокационных кристаллов, выращенных по методу Чохральского. Ориентация с точностью до 3° производилась оптическим методом — по отражению на плоскостях скола. Образцы представляли собой параллелепипеды с размерами $1 \times 1 \times 10 \text{ мм}$. Токвые контакты изготавливались из медной проволоки и припаивались по

| Образец | $10^{-2} \rho_0$, Ом · см | $\frac{H}{\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}}$ | $1/e R_H$, 10^{17} см^{-3} | Ориентация | | |
|---------|----------------------------|---|---------------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------|
| | | | | x | y | z |
| 3-100 | 2.4 | 600 | 4.4 | $\langle 11\bar{2} \rangle$ | $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ | $\langle 111 \rangle$ |
| 13 | 1.4 | 900 | 4.9 | — | — | $\langle 111 \rangle$ |
| 219-2 | 0.39 | 725 | 22 | $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ | $\langle 11\bar{2} \rangle$ | $\langle 111 \rangle$ |
| 219-7 | 0.18 | 700 | 50 | $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ | $\langle 11\bar{2} \rangle$ | $\langle 111 \rangle$ |

всему торцу образца. Потенциальные контакты делались методом термокомпрессии из золотой проволоки диаметром 50 мкм на боковые поверхности образца.

На рис. 1 показаны зависимости квантовой магнитопроводимости $\Delta\sigma^q / \sigma_0$ (см. [3]) от магнитного поля для образца 219-2. Сопоставляя их с теоретическими зависимостями (2), изображенными сплошными линиями, мы определили τ_φ (рис. 2). Отметим, что при $H > 3$ кГс наблюдается расхождение теории и эксперимента. Это происходит в магнитных полях, когда магнитная длина $l_H = \sqrt{\hbar c / eH}$ становится меньше длины свободного пробега электрона, т. е. выражение (2) перестает быть справедливым [6].

Рассмотрим механизмы, формирующие время τ_φ . По аналогии с Ge<Sb> [7] в Ge<As> вклады могут давать время электрон-электронного взаимодействия $\tau_{ee}^{(2)}$, характерное для разупорядоченного металла:

$$\hbar / \tau_{ee}^{(2)} = (\sqrt{3} / 4\sqrt{\epsilon_F}) (kT / k_F l)^{3/2},$$

и время жизни квазичастиц в идеальной ферми-жидкости $\tau_{ee}^{(1)}$

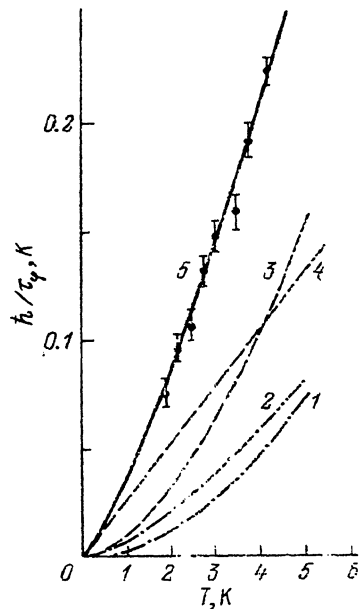
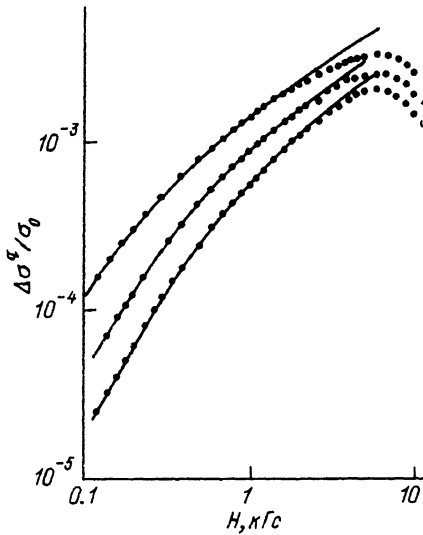


Рис. 1. Зависимости квантовой магнитопроводимости от магнитного поля в Ge(As).

Образец 219-2, Hllz. Точки — эксперимент. Сплошные линии — расчет по (2) со значениями τ_φ , соответствующими рис. 2. Т, К: 1 — 1.9, 2 — 2.8, 3 — 4.2.

Рис. 2. Зависимость обратного времени релаксации фазы волновой функции h/τ_φ от температуры в Ge(As).

Образец 219-2, $n = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Расчет: 1 — $N\tau_{ee}^{(1)}$, 2 — $N\tau_{ee}^{(2)}$, 3 — $N\tau_{ee}$, 4 — $N\tau_{ph}$, 5 — $N\tau_\varphi$. Точки — экспериментальные значения $N\tau_\varphi$.

$$h/\tau_{ee}^{(1)} = (\pi kT)^2 / 64 \epsilon_F k_F R_0,$$

где R_0 — радиус экранирования. Однако видно, что сумма этих слагаемых

$$h/\tau_{ee} = h/\tau_{ee}^{(1)} + h/\tau_{ee}^{(2)} \quad (4)$$

(рис. 2, кривая 3) не описывает экспериментальных значений τ_φ^E , а разность

$$h/\tau' = h/\tau_\varphi^E - h/\tau_{ee} \quad (5)$$

линейно возрастает с температурой (рис. 2, кривая 4), т. е. зависит от температуры как характерное время электрон-фононных столкновений. На основании этого мы полагаем, что время τ' (5) определяет время квазиупругого рассеяния электронов на акустических колебаниях решетки:

$$h/\tau_{ph} = h/\tau' \approx 2.6 \cdot 10^{-2} T. \quad (6)$$

Это значение очень близко к тому, которое можно определить на основании работы [8], где были найдены главные значения тензора времени релаксации для электрон-фононных столкновений $(\tau_{ph}^0)_l$ и $(\tau_{ph}^0)_t$ в Ge (Sb) для $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при гелиевых температурах:

$$(\tau_{ph}^0)_l^{-1} = (3.8 \pm 0.1) \cdot 10^8 T^{3/2},$$

$$(\tau_{ph}^0)_t / (\tau_{ph}^0)_l = (1.67 \pm 0.1).$$

Поскольку эти значения получены для очень низкой концентрации легирующей примеси, когда можно считать, что примесные атомы слабо искажают решетку, их, по-видимому, правомерно использовать и в расчетах для Ge(As). Полагая в случае сильного вырождения

$$\tau_{ph} = [(\tau_{ph}^0)_t^2 (\tau_{ph}^0)_l]^{1/3} (kT/\epsilon_F)^{1/2},$$

получаем

$$h/\tau_{ph} = 2.1 \cdot 10^{-8} n^{1/3} T,$$

что при $n = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет $h/\tau_{ph} = 2.7 \cdot 10^{-2} T$, т. е. значение, очень хорошо согласующееся с (6). Таким образом, зависимость $\tau_\varphi(T)$ (рис. 2, кривая 5) описывается выражением

$$\tau_\varphi^2 = [\tau_{ee}^{-1} + \tau_{ph}^{-1}]^{-1},$$

где τ_{ee} — определяется соотношением (4), а τ_{ph} — соотношением (6).

Эти же механизмы определяют и зависимость τ_φ от концентрации носителей, изображенную на рис. 3. При низких концентрациях мышьяка основной вклад дает электрон-электронное взаимодействие, характерное для разупорядоченного металла (4), а при $n \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ определяющим становится электрон-фононное взаимодействие.

Отметим, что при обработке полевых зависимостей отрицательного магнитосопротивления в Ge(As) в широком диапазоне температур и концентраций выяснилось, что вклад поправок Маки—Томпсона [9] в этом материале, так же как и в Ge(Sb) [10], составляет от 0 до 50%.

Остановимся теперь на вопросе о коэффициенте анизотропии подвижности электронов в Ge(As). Поскольку во всем диапазоне концентраций $n > 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $\tau_v \ll \tau_\varphi$, казалось бы, при этих концентрациях должно наблюдаться изотропное магнитосопротивление, как и предполагается теорией [3]. Эту гипотезу подтверждает и наблюдавшаяся в работе [4] изотропная магнитопроводимость при $n = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Однако существует ряд экспериментальных данных [11–13], полученных еще до появления теории квантовых поправок и свидетельствующих о том, что в Ge(As) при гелиевых температурах и концентрациях $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

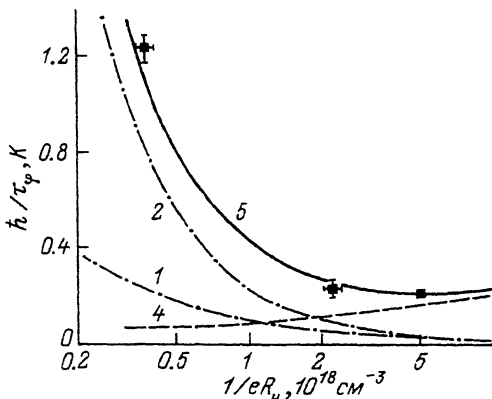


Рис. 3. Зависимость обратного времени релаксации фазы волновой функции от концентрации электронов в Ge(As).

Номера кривых соответствуют тем же механизмам формирования τ_φ , что и на рис. 2.

магнитосопротивление анизотропно: продольное ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$) магнитосопротивление не равно поперечному ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$). Противоречие между старыми и новыми данными побудило нас глубже исследовать эту проблему.

На рис. 4 показаны полевые зависимости продольного и поперечного магнитосопротивления для трех образцов с различными концентрациями. Видно, что при $n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ магнитосопротивление изотропно, а при $n \approx 4.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ есть отчетливая анизотропия (при средней концентрации $2.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ отличие продольного магнитосопротивления от поперечного ненамного превышает экспериментальную ошибку). Таким образом, четко прослеживается переход от области, где выполнено условие (1) ($\delta = \tau_\varphi / \tau_v \approx 80$ для $N_{As} \approx n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и отрицательное магнитосопротивление изотропно, к области (3). Для того чтобы оценить τ_φ / τ_v в этой области, нужно учесть тот факт, что рассеяние электронов между эквивалентными долинами с участием примеси [14, 15]

$$1/\tau_v \sim N_I/k_F \sim N_I^{2/3},$$

и, следовательно, $1/\tau_v \sim \hbar^{2/3}$. Таким образом, при $N_{As} \approx n \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

$$1/\tau_v \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}.$$

Так как в этом случае (рис. 3) $\tau_\varphi \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, то $\delta \approx 3$, т. е. действительно выполняются условия типа (3).

Поскольку количественная теория отрицательного магнитосопротивления в этой области отсутствует, мы сочли возможным проследить переход от анизотропной области (3) к изотропной области (1) с помощью эффективного коэффициента анизотропии диффузии $\tilde{K} = \tilde{D}_\perp / \tilde{D}_\parallel$, определенного из эксперимента. Для его расчета предполагалось, что в области магнитного поля отношение

$$W^* = \left. \frac{\Delta\sigma^L(H_\perp)}{\Delta\sigma^L(H_\parallel)} \right|_{H \rightarrow 0} \approx \left. \frac{\Delta\rho_\perp}{\Delta\rho_\parallel} \right|_{H \rightarrow 0}$$

определяется той же зависимостью от \tilde{K} , что и в отсутствие междолинных переборсов для ориентаций тока $\mathbf{j} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 112 \rangle$ и магнитного поля $\mathbf{H}_\perp \parallel \langle 111 \rangle$ и $\mathbf{H}_\parallel \parallel \mathbf{j}$:

$$W^* = \frac{8\tilde{K}^2 + 11\tilde{K} + 8}{3[\tilde{K}^2 + 7\tilde{K} + 1]}. \quad (7)$$

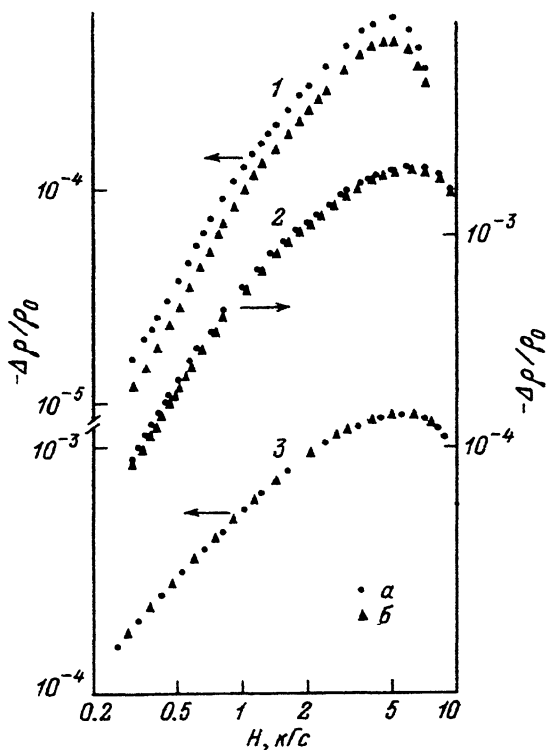


Рис. 4. Зависимости магнитосопротивления от магнитного поля в Ge (As).
 $T = 4.2$ К. Образцы: 1 — 3-100, 2 — 219-2, 3 — 219-7. а — IIIz, б — IIIxIIj.

Зависимость $W^*(\bar{K})$ показана на рис. 5. Там же приведена зависимость коэффициента \bar{K} , найденного на основании (7) для наших образцов. Видно, что введенный таким образом коэффициент анизотропии диффузии электронов в Ge (As) зависит от концентрации носителей: $\bar{K} \approx 1$ при $n \geq 2.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а при уменьшении концентрации \bar{K} возрастает. Этот вывод согласуется как с резуль-

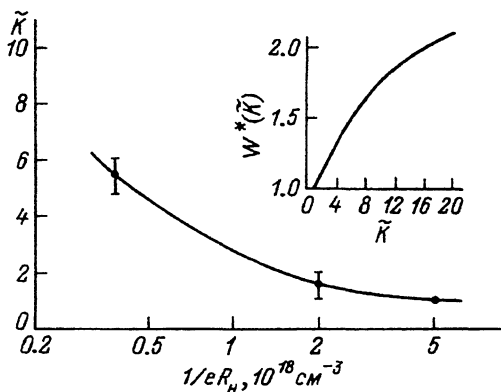


Рис. 5. Зависимость эффективного коэффициента анизотропии диффузии \bar{K} от концентрации электронов в Ge(As).

$T = 4.2$ К. На вставке — расчет $W^*(\bar{K})$ согласно (7).

татом работы [4], так и с работой [11] и дает количественные оценки эффекта, соответствующие теоретической модели, изложенной в начале статьи, для той области концентраций примеси мышьяка, где точная количественная теория еще не разработана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kawabata A. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 628.
- [2] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. В. 2(8). С. 768—783.
- [3] Полянская Т. А., Сайдашев И. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 3. С. 997—1005.
- [4] Полянская Т. А. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 8. С. 1452—1459.
- [5] Mason W. P., Bateman T. B. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 5. P. 1347—1396.
- [6] Ионов А. Н., Шлимак И. С. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. В. 4. С. 160—162.
- [7] Ионов А. Н., Матвеев М. Н., Шлимак И. С. // Тез. докл. XXIV Междунар. конф. стран СЭВ по физике и технике низких температур. Берлин, 1985. С. 228—229.
- [8] Гаспарян В. Н., Зюзин А. Ю. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 6. С. 1662—1666.
- [9] Полянская Т. А., Круковская Л. П., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 1. С. 156—159.
- [10] Ito R., Kamamura H., Fukai M. // Phys. Lett. 1964. V. 13. N 1. P. 26—32.
- [11] Ларкин А. И. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 4. С. 239—243.
- [12] Furukawa Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1962. V. 17. N 4. P. 630—638.
- [13] Furukawa Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1963. V. 18. N 10. P. 1374—1382.
- [14] Roth H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 11. N 7. P. 328—331.
- [15] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 28.01.1992
Принята к печати 30.01.1992
