

КВАНТОВЫЙ ПЕРЕНОС В δ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЯХ GaAs

Гусев Г. М., Квон З. Д., Лубышев Д. И., Мигаль В. П.,
Погосов А. Г.

Исследованы транспортные свойства δ -легированных слоев GaAs в широком диапазоне концентраций электронов. Из анализа осцилляций Шубникова—де-Гааза найдены заселенности подзон размерного квантования, которые согласуются с численным расчетом зонного спектра.

Анализ ОМС показал, что время релаксации фазы волновой функции электронов определяется для большинства образцов неупругими электронными столкновениями с малой передачей энергии. Исключение составляют образцы с большой концентрацией, для которых наблюдается аномальная зависимость τ_{φ} от температуры.

Исследовано продольное ОМС в этих структурах на основе теории, развитой для случая размерно-квантованных систем, анализ которого позволил оценить характерную величину размытия δ -слоев.

Впервые исследованы эффекты разогрева электронов в δ -слое тянущим электрическим полем. Сделан вывод о том, что релаксация электронов по энергии происходит за счет рассеяния на пьезоакустических фононах.

В последние несколько лет исследования δ -легированных слоев в арсениде галлия привлекают внимание, так как эти слои обладают рядом отличительных электронных свойств. Во-первых, электроны в них движутся в симметричной V -образной потенциальной яме, образованной в результате экранировки примесей δ -слоя [1], во-вторых, заполняют сразу несколько подзон и, в-третьих, доминирующую роль играет их кулоновское рассеяние. Целый ряд работ посвящен изучению квантового транспорта в этих слоях [2-4]. В частности, в [2, 3] были исследованы шубниковские осцилляции, в [4] обнаружено отрицательное магнитосопротивление (ОМС), обусловленное подавлением квантовых локализационных поправок. Однако информация о поведении осцилляций Шубникова—де-Гааза и ОМС была в этих работах недостаточно полной, так как ограничивалась узким диапазоном концентраций электронов.

В данной работе исследовано поведение шубниковских осцилляций и ОМС в δ -легированных слоях в диапазоне концентраций $10^{12} \leq N_s < 10^{13} \text{ см}^{-2}$, т. е. практически во всем диапазоне N_s , в котором δ -слои обладают металлической проводимостью. Впервые изучены эффекты разогрева в этих слоях.

Технология

Выращивание структур с δ -слоями проводилось методом молекулярно-лучевой эпитаксии на пластинах полуизолирующего (100) GaAs диаметром 40 мм. Методика выращивания подробно описана в [5]. В данной работе рост структур производился со скоростью 1 мкм/ч при температурах $450 \div 650 \text{ }^\circ\text{C}$. Отношение потоков мышьяка к галлию выбиралось таким, чтобы на картине дифракции быстрых электронов (ДБЭ) наблюдалась поверхностная структура (3×6), соответствующая стехиометрическому составу растущей поверхности. Измерения периода осцилляций зеркального рефлекса ДБЭ позволили определять скорость эпитаксии пленок (период колебаний соответствует росту пленки толщиной 0.283 нм). Схема формирования структуры с δ -слоем приведена на рис. 1, на котором показано изменение интенсивности рефлекса ДБЭ в процессе эпитаксии. Точка 1 соответствует моменту открывания заслонки галлия и началу

эпитаксии. В интервале 2 выращивается 0.5 мкм нелегированного GaAs. В момент 3 рост прерывается и происходит диффузионное выглаживание поверхности роста, что контролируется по интенсивности рефлекса. На выглаженную поверхность наносится заданное количество кремния, который формирует δ -слой. Затем продолжается рост 0.5 мкм нелегированного GaAs p -типа с концентрацией дырок $2 \div 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Наконец, с помощью фотолитографии создавались холловские структуры с расстоянием между потенциометрическими контактами 500 мкм и шириной 200 мкм.

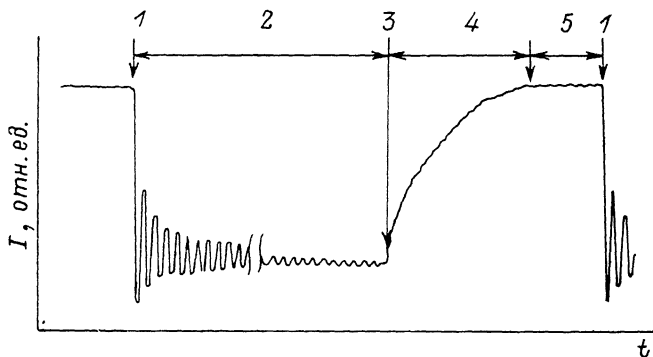


Рис. 1. Изменение интенсивности рефлекса ДБЭ в процессе эпитаксии (t — время).

Осцилляции Шубникова—де-Гааза и энергетический спектр электронов в δ -слоях GaAs

В работе измерялась диагональная компонента сопротивления ρ_{xx} при температуре 4.2 К в магнитных полях до 8 Т. Результаты измерений для трех различных концентраций приведены на рис. 2. В слабых (до 1 Т) полях наблюда-

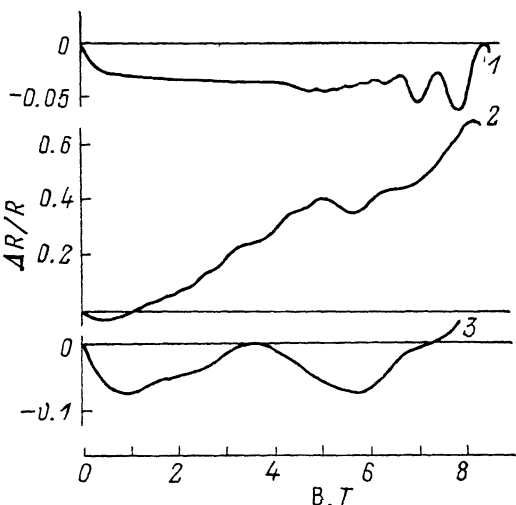


Рис. 2. Осцилляции Шубникова—де-Гааза для значений N_s .

$N_s, \text{ см}^{-2}$: 1 — $9.4 \cdot 10^{12}$, 2 — $4.0 \cdot 10^{12}$, 3 — $1.0 \cdot 10^{12}$.

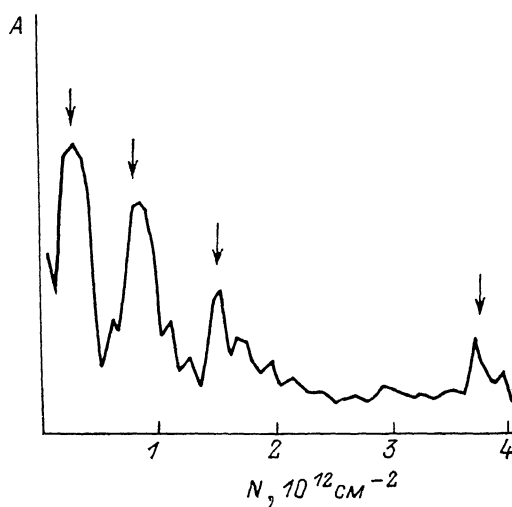


Рис. 3. Фурье-спектр осцилляций Шубникова—де-Гааза для образца 300 ($N_s = 6.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$).

Стрелками показаны расчетные значения заселенностей квантовых подзон. А — амплитуда фурье-спектра.

ется ОМС, которое будет детально обсуждено в следующем параграфе. В более сильных полях возникают шубниковские осцилляции. Сложный вид осцилляций на рис. 2 говорит о том, что они не имеют одного периода, а представляют собой наложение осцилляций с различными периодами, что свидетельствует о наличии нескольких заполненных подзон, как это и наблюдалось ранее в [2, 3]. Зависимости $\rho_{xx}(B)$, показанные на рис. 2, имеют еще одну особенность, свя-

зависимость $\rho_{xx}(B)$ численно дифференцировалась, чтобы исключить монотонную составляющую, затем полученная производная $d\rho_{xx}/dB$ представлялась как функция аргумента $1/B$ и рассчитывалась амплитуда ее фурье-образа. Полученная таким образом типичная зависимость для образца с концентрацией $N_s = 6.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ представлена на рис. 3. Максимумы на ней соответствуют концентрациям носителей в заполненных подзонах. Таким образом, анализ осцилляций Шубникова—де-Гааза позволяет получить информацию об электронном спектре исследуемых δ -слоев.

Интересно сравнить заполнения электронных подзон, полученные из измерений шубниковских осцилляций, с рассчитанными теоретически. Такой расчет, основанный на численном самосогласованном решении уравнения Шредингера и Пуассона, был проделан. Положение и заселенности квантовых подзон рассчитывались для нулевой температуры и в предположении квадратичного закона дисперсии. Поскольку уровень Ферми на поверхности арсенида галлия закрепляется, как известно, в середине запрещенной зоны, а δ -слой в исследуемых образцах расположен между слоями GaAs толщиной 0.5 мкм, в расчете предполагалось наличие граничного электрического поля величиной $\approx 10^4 \text{ В/см}$. Рассчитанные таким образом заселенности квантовых подзон находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом (табл. 1). Исключение составляет образец с концентрацией носителей $N_s = 9.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, для которого наблюдается сильное расхождение расчетных и экспериментально определенных заселенностей подзон, причина которого остается пока неясной.

Отдельного рассмотрения требует образец с холловской концентрацией носителей $N_H = 3.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, для которого суммарная концентрация носителей во всех заполненных подзонах оказалась существенно больше $N_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Именно этот образец, как было отмечено выше, имеет значительное по величине ПМС. Два приведенных факта свидетельствуют о том, что подвижности носителей заряда в этом образце заметно отличаются для разных подзон. Используя расчетные данные для заселенностей квантовых подзон, можно определить из измерений эффекта Холла и ПМС подвижность электронов в каждой подзоне. Было получено: $\mu_0 = 2200$, $\mu_1 = 5300$, $\mu_2 = 5600 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Отрицательное магнитосопротивление δ -легированных слоев GaAs

В работе также было экспериментально исследовано магнитосопротивление образцов $\Delta G(B) = G(B) - G(0)$ в магнитных полях, перпендикулярных поверхности, в диапазоне температур 1.7–4.2 К. В этих условиях наблюдается ОМС, связанное с подавлением магнитным полем квантовых локализационных поправок к проводимости [4]. Результаты этих измерений для двух образцов представлены на рис. 4, а.

Таблица 1

Значения заселенностей квантовых подзон N_i , найденные самосогласованным расчетом и полученные экспериментально из анализа шубниковских осцилляций

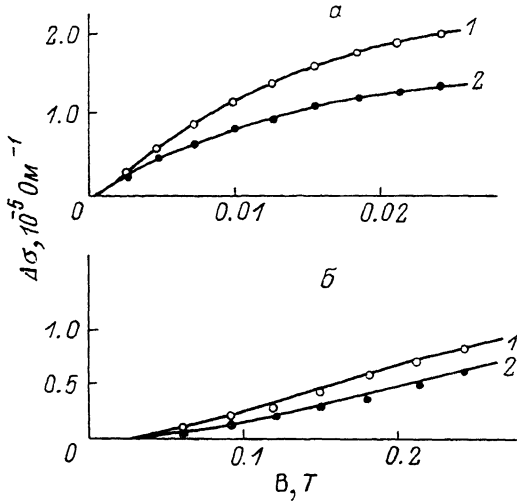
№ образца	$\Sigma N_i, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	i	$N_i, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	
			эксперимент	расчет
216	1.0	{ 0	1.0 ± 0.1	0.83
		{ 1	—	0.17
208	4.0	{ 0	2.5	2.60
		{ 1	1.1	0.95
		{ 2	0.39	0.39
		{ 3	—	0.05
300	6.2	{ 0	3.7	3.75
		{ 1	1.5	1.51
		{ 2	0.75	0.70
		{ 3	0.23	0.23

$$\Delta G(B) = \alpha \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} f(x), \quad (1)$$

где

$$f(x) = \ln x + \psi(1/2 + 1/x), \quad x = \frac{4DeB}{\hbar c} \tau_\varphi.$$

Здесь $\psi(y)$ — логарифмическая производная γ -функции, τ_φ — время релаксации фазы волновой функции электрона, α — численный коэффициент порядка единицы. Коэффициент диффузии D определялся по результатам измерений проводимости электронов в δ -слое из соотношения Эйнштейна $D = \sigma/e^2 v_F$, где $v_F = N_F i$ — плотность состояний на уровне Ферми, N_F — плотность состояний в одной квантовой подзоне, i — число заполненных подзон.



Рассчитанная по формуле (1) зависимость показана точками на рис. 4, а. Видно, что теория квантовых поправок к проводимости

Рис. 4. ОМС в поперечном (а) и продольном (б) магнитных полях при температуре 4.2 К для двух образцов.

Образцы: 1 — 211, 2 — 208.

хорошо описывает поведение магнитосопротивления образцов $\Delta G(B)$ во всей области температур. Таким образом, на основании соотношения (1) из экспери-

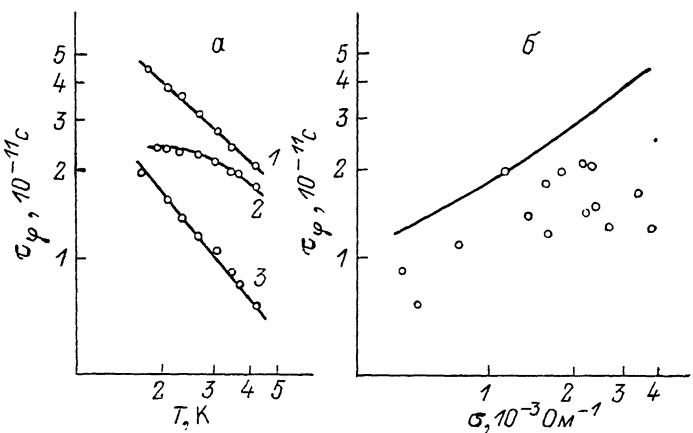


Рис. 5.

а) зависимость τ_φ от температуры для трех образцов с различными N_s , см⁻²: 1 — $6 \cdot 10^{12}$, 2 — $9.4 \cdot 10^{12}$, 3 — $1 \cdot 10^{13}$. б) зависимость τ_φ от проводимости образцов. Сплошная линия — расчет по формуле (2).

ментально полученных зависимостей $\Delta G(B)$ было определено время релаксации фазы волновой функции τ_φ .

Зависимость τ_φ от температуры T для трех концентраций N_s показана на рис. 5, а. Для большинства образцов наблюдалось $\tau_\varphi \sim 1/T$, что согласуется с теорией электрон-электронного взаимодействия в неупорядоченных системах, которая в двумерном случае дает следующее выражение для времени сбоя фазы τ_φ из-за электрон-электронных столкновений с малой передачей импульса [7]:

$$\tau_{\varphi}^{-1} = \left(\frac{\pi k t}{\hbar} \right) \left(\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar \sigma} \right) \ln \left(\frac{\pi \hbar \sigma}{e^2} \right). \quad (2)$$

Однако образец с концентрацией $N_g = 9.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, как видно из рис. 5, а, плохо описывается указанной зависимостью от температуры. Кроме того, на образце с низкой концентрацией $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ наблюдалось $\tau_{\varphi} \sim 1 \pm T^p$ с $p = (1.15 \pm \pm 0.05)$, что, по-видимому, объясняется вкладом механизма Ландау—Барбера, имеющего более сильную температурную зависимость $\tau_{\varphi} \sim T^{-2}$.

На рис. 5, б представлена зависимость экспериментально определенного τ_{φ} от величины проводимости слоев. Здесь же приведена теоретическая зависимость, рассчитанная из соотношения (2). Из рисунка видно, что наибольшее разногласие между экспериментом и теоретической кривой наблюдается для малых и больших проводимостей. Промежуточная же область сравнительно хорошо описывается теорией.

ОМС в данных образцах наблюдалось и в продольном магнитном поле B_{\parallel} , направленном вдоль плоскости δ -слоя. Зависимость продольной проводимости ΔG_{\parallel} от B_{\parallel} показана на рис. 4, б для двух образцов. Продольное магнитосопротивление в δ -слоях с квантованным поперечным движением может быть связано с нарушением пространственной симметрии, вносимой хаотически расположенными атомами легирующей примеси. Теоретический анализ этого механизма проведен в работе [8], где для ΔG_{\parallel} получено соотношение

$$\Delta \sigma_{\parallel} = \frac{e^2}{\hbar} \ln(1 + \tau_{\varphi}/\tau_H); \quad \tau_H^{-1} = 2\xi^2 p_j^2 H^2 \tau_p^{-1}, \quad (3)$$

где параметр ξ характеризует несимметричность распределения примеси.

Зависимости $\Delta \sigma_{\parallel}$ от B_{\parallel} , рассчитанные по соотношению (3) с подгоночным параметром ξ , показаны точками на рис. 4, б. Видно, что предложенная модель удовлетворительно описывает зависимость магнитосопротивления от продольного магнитного поля. В работе [8] содержится также теоретическая оценка параметра ξ :

$$\xi = \frac{e}{mc} \sum_n \frac{f_{0n} z_n}{f_{00}(E_n - E_0)}.$$

Здесь f_{00} и f_{0n} — матричные элементы рассеивающего потенциала примеси. Поскольку величина f_{00} характеризует рассеяние носителей в отсутствие магнитного поля, ее можно приближенно оценить как \hbar/τ_p . Матричные элементы f_{0n} и z_{0n} были найдены нами из самосогласованного расчета параметров ОПЗ δ -слоя в предположении, что рассеивающий потенциал примеси $f(z)$ имеет вид V -образного потенциала δ -слоя, но сдвинут вдоль оси z на некоторую величину d относительно плоскости δ -слоя. Параметр d , таким образом, характеризует размытие примеси в δ -слое и может быть найден по экспериментальному значению ξ . Его численные значения для некоторых исследованных образцов приведены в табл. 2, где для сравнения указаны температуры роста T_g δ -слоев. Видно, что с увеличением температуры роста размытие δ -слоев увеличивается. Исключение составляет образец 216, что, видимо, связано с тем, что он имеет очень низкую по сравнению с другими образцами концентрацию носителей $N_g = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Аналогичные результаты были получены в [9], где размытие δ -слоев определялось с помощью спектроскопии вторичных ионов. Следует, однако, отметить, что в нашем случае параметр d определялся из сравнения экспериментальных

Т а б л и ц а 2

Характерная ширина d δ -слоя, оцененная по величине продольного магнитосопротивления в сравнении с температурой роста T_g для различных образцов

N_g образца	d , Å	T_g , °C	N_g , 10^{12} см^{-2}
216	13	385	1.0
210	13	350	3.4
209	22	440	3.5
208	24	420	4.0
206	30	540	3.5
207	40	595	5.7

результатов с оценочным расчетом, и поэтому мы здесь не претендуем на его точность. Он имеет смысл качественного параметра, характеризующего относительное размытие различных δ -слоев.

Э ф ф е к т ы р а з о г р е в а в δ -с л о я х G a A s

Зависимость ΔG от температуры связана с временем τ_φ . В свою очередь τ_φ обусловлено неупругими столкновениями электронов между собой и, таким образом, определяется температурой электронной подсистемы. Последняя при слабых тянущих полях совпадает с температурой решетки. Следовательно, измерив величину ОМС в этом режиме при различных температурах решетки можно в дальнейшем использовать ΔG как термометр электронной подсистемы. Большие тянущие поля приводят к разогреву носителей заряда. Мощность накачки передается электронной подсистеме, увеличивая температуру электронов,

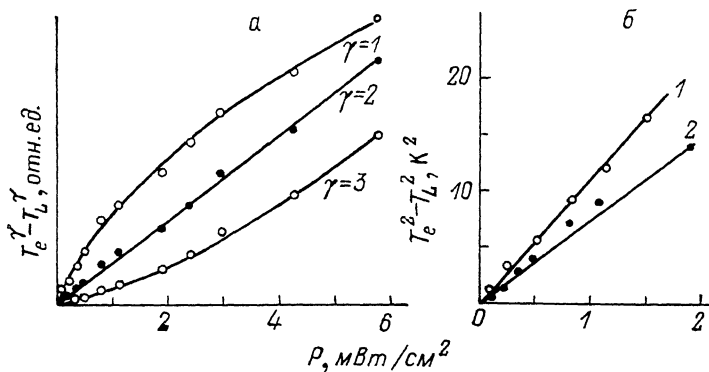


Рис. 6.

а) зависимость величины $T_e^\gamma - T_L^\gamma$ от подводимой мощности P для трех различных значений γ . б) зависимость величины $T_e^2 - T_L^2$ от P для двух образцов: 1 — 216, 2 — 208.

и далее посредством электрон-фононных столкновений передается решетке. Внутри электронной подсистемы устанавливается температура T_e , отличная от температуры решетки T_L , поскольку время электрон-электронных столкновений $\tau_{ee} \sim \tau_\varphi$ много меньше времени энергетической релаксации (по оценкам, $\tau_\varphi/\tau_{ee} \approx 0.01$).

Экспериментальные зависимости $\Delta G(B)$, измеренные при различных температурах T_L и тянущих полях E_{sd} , хорошо описываются теоретическими зависимостями (1) с различными τ_φ . Причем с ростом как T_L , так и E_{sd} величина $|\Delta G(B)|$ уменьшается, что, очевидно, объясняется увеличением электронной температуры, приводящей к росту интенсивности электрон-электронных столкновений, уменьшающих τ_φ , а следовательно, и $|\Delta G(B)|$.

Таким образом, из полевых зависимостей ОМС была восстановлена зависимость температуры электронной подсистемы от накачиваемой мощности $P = \alpha E_{sd}^2$. Известно, что эту зависимость можно аппроксимировать следующим образом:

$$P = \alpha (T_e^\gamma - T_L^\gamma). \quad (4)$$

На рис. 6, а представлена экспериментальная зависимость P от $T_e^\gamma - T_L^\gamma$ для различных значений γ . Видно, что наилучшее согласие с соотношением (4) достигается для $\gamma=2$. Это имеет место для всех исследованных образцов, хотя параметр α менялся от образца к образцу (рис. 6, б). Значение $\gamma=2$ является аномально малым, так как из известных механизмов релаксации электронов по энергии наименьшему значению γ соответствует рассеяние на пьезоакустических фононах, которое для объемных образцов дает $\gamma=3$ [10]. Однако в работе [11] при исследовании двумерного электронного газа в гетеропереходе

GaAs—AlGaAs значение $\gamma=3$ наблюдалось лишь в случае одной заполненной подзоны размерного квантования, а для двух заполненных подзон было получено $\gamma=2$, как и в нашем случае. Поскольку в рассматриваемых δ -слоях всегда заполнены две или более квантовые подзоны, по аналогии с [11] можно предположить, что доминирующим механизмом релаксации электронов по энергии в этих слоях является рассеяние на пьезоакустических фононах.

В заключение авторы выражают благодарность В. И. Фалько за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Ploog K. // J. Cryst. Growth. 1987. V. 81. P. 304—313.
- [2] Zrenner A., Reisinger H., Koch F. et al. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 8. P. 5607—5610.
- [3] Zrenner A., Koch F., Ploog K. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 671—676.
- [4] Гусев Г. М., Квон З. Д., Лубышев Д. И. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 10. С. 3148—3150.
- [5] Мигаль В. П., Лубышев Д. И. и др. // Электрон. промышл. 1989. № 6. С. 6—8.
- [6] Альтшулер Б. Л., Аронов А. Г., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 768—783.
- [7] Altshuler B. L., Aronov A. G., Khmel'nitsky D. E. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1982. V. 15. N 36. P. 7367—7386.
- [8] Falko V. I. // J. Phys. Cond. Matter. 1990. V. 2. N 16. P. 37—97.
- [9] Santos M., Sajoto T., Lanzilotto A.-M. et al. // Surf. Sci. 1990. V. 228. P. 255—259.
- [10] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
- [11] Крещук А. М., Мартисов М. Ю., Полянская Т. А. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 604—608.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 6.12.1990

Принята к печати 11.12.1990