

ПЬЕЗОМОДУЛЯЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Орлов Л. К., Елипашев И. А.

Для различных направлений плоскости роста периодической структуры относительно главных кристаллографических осей получены соотношения, связывающие поляризацию (упругие деформации) в слоях сверхрешетки с упругими (электрическими) силами, действующими в них. В зависимости от величины наведенного пьезоэффектом электрического поля проведены оценки относительного смещения нижних уровней размерного квантования в потенциальной яме, образованной слоем $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ в GaAs. Проанализированы связанные с эффектом параметрической модуляции характеристик системы особенности поглощения высокочастотного излучения на частоте межуровневых переходов.

Многослойные полупроводниковые структуры с квантовыми ямами, в частности сверхрешетки (СР), находят широкое применение при разработке новых типов лазеров, фотоприемников и модуляторов оптического диапазона частот [1, 2]. Особенность этих систем заключается в возможности управления сравнительно простыми способами параметрами энергетического спектра носителей заряда в них.

В настоящее время модуляция положения уровней в структурах с квантовыми ямами осуществляется в основном методами, основанными на эффекте Штарка в низкочастотном электрическом поле [2]. Достаточно сильное поле в объеме квантового слоя может быть создано, однако, не только путем наложения внешнего электростатического потенциала, но и при использовании пьезоэлектрического эффекта. Впервые на возможность управления внешними упругими полями параметрами потенциала СР с чередующимися слоями гексагональной и кубической модификаций было указано в работе [3]. Влияние пьезоэффекта на формирование зонной структуры напряженных СР, выращенных в направлении [111], обсуждалось на основе экспериментальных данных по сдвигу линии люминесценции в работах [4, 5].

Исследование возможностей управления потенциалом, а следовательно, и спектром носителей заряда гетероэпитаксиальной СР A_1/A_2 проведем, предполагая, что одна из компонент гетеропары, например A_1 , является соединением типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ либо $A^{\text{II}}B^{\text{V}}$ с ярко выраженными пьезоэлектрическими свойствами, другая (A_2) — полупроводниковым материалом, в котором пьезоэффект отсутствует или достаточно слаб. К таким структурам, в частности, можно отнести СР GaAs/Ge, GaAs/InAs и др.

Приложение к СР внешней одноосной нагрузки обуславливает наряду с расщеплением и сдвигом краев энергетических зон появление в ней постоянного электрического поля \mathcal{E}_0 и периодически меняющегося в пространстве дополнительного поля $\mathcal{E}(z)$. В пределах периода $d = d_1 + d_2$ СР величина $\mathcal{E}(z)$ в отсутствие постоянного тока в системе (поле \mathcal{E}_0 полностью заэкранировано) связана с поляризацией P_z кристаллической решетки слоев A_1 (z — ось СР) соотношениями

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z) &= \mathcal{E}_1 = -4\pi d_2 P_z / (\epsilon_1 d_2 + \epsilon_2 d_1) & \text{при } 0 < z < d_1, \\ \mathcal{E}(z) &= \mathcal{E}_2 = -d_1 \mathcal{E}_1 / d_2 & \text{при } d_1 < z < d, \end{aligned} \quad (1)$$

где $d_{1(2)}$, $\epsilon_{1(2)}$ — толщины и диэлектрические проницаемости слоев $A_{1(2)}$. Влияние экранировки поля $\mathcal{E}(z)$ свободными носителями заряда оценено в [3, 6].

Величины и направления электрических полей в слоях СР в общем случае зависят как от характера и вида нагрузки, так и ориентации плоскостей роста структуры относительно кристаллографических осей. Наибольший интерес для целей управления потенциалом системы представляют СР, в которых слои A_1 имеют гексагональную (ось СР параллельна оси С кристалла) либо кубическую ($z \parallel [111]$) модификацию. В этих случаях компонента вектора поляризации P_z отлична от нуля при приложении одноосной нагрузки как вдоль, так и поперек плоскости роста слоев. Для пленок с гексагональной структурой

$$P_z(z \parallel C) = \frac{1}{4\pi} (d_{13}(\sigma_{yy} + \sigma_{xx}) + d_{33}\sigma_{zz} + d_{15}(\sigma_{xz} + \sigma_{yz})), \quad (2)$$

для пленок с кубической решеткой

$$P_z(z \parallel [111]) = \frac{d_{14}}{4\pi\sqrt{3}} \left(\sigma_{zz} - \frac{1}{2}(\sigma_{yy} + \sigma_{xx}) \right). \quad (3)$$

Оси x, y лежат в плоскости СР, d_{ij} — пьезоэлектрические константы в системе координат, связанной с главными осями кристалла, σ_{ij} — компоненты тензора напряжений в системе координат, связанной с осями СР. Для СР с плоскостями роста (011), (001) поляризация вдоль оси z возникает только в результате действия сдвиговых нагрузок:

$$P_z(z \parallel 011) = \frac{d_{14}}{4\pi} \sigma_{xz}, \quad P_z(z \parallel 001) = \frac{d_{14}}{4\pi} \sigma_{xy}. \quad (4)$$

В частности, в СР с параметрами $d_1 = d_2 \approx 10$ нм, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 10$, $d_{ij} \sim 10^{-11}$ Кл/Н при давлениях ~ 1 кбар электрическое поле, обусловленное пьезоэффектом, равно $\mathcal{E}_z \sim 10^5$ В/см, что сравнимо с характерными внутренними полями гетеропереходов в СР. Таким образом, прикладывая к системе внешние упругие поля, можно эффективно управлять потенциалом СР.

Модуляция межзонных оптических переходов в квантовых ямах осуществляется сравнительно легко, что явилось причиной выполнения на них большого числа спектроскопических измерений с использованием электромодуляционных методов [7, 8], а также привело к созданию модуляторов света видимого диапазона частот [9, 10]. В последние годы в литературе значительное внимание уделяется межуровневым электронным переходам как внутри одной ямы, так и между соседними квантовыми ямами. Диапазон длин волн, соответствующий этим переходам, охватывает интервал от ближней инфракрасной до субмиллиметровой области спектра. Чтобы оценить относительное смещение уровней в квантовых ямах СР при введении в нее управляющего (модулирующего) электрического поля, проведем расчет энергетического спектра электронов в структуре с потенциалом на периоде следующей формы: $U(z) = U_0$ при $z < 0$; $U(z) = -e\mathcal{E}_z z$ при $0 < z < z_1$, $z_2 < z < d$; $U(z) = U_1 - e\mathcal{E}_z z$ при $z_1 < z < z_2$ и $U(z) = U_0 - e\mathcal{E}_z d$ при $z > d$.

Зависимости положения нижних двух уровней от величины поля \mathcal{E}_z , полученные путем численного решения уравнения Шредингера для электрона в потенциальном поле указанной выше формы (вычисления проведены для структуры GaAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs, содержащей две квантовые ямы, разделенные туннельно-прозрачным барьером), представлены на рис. 1. Расчеты показывают, что в отдельных изолированных полупроводниковых слоях относительное изменение положения квантовых уровней невелико, хотя абсолютное смещение их может быть довольно заметным. Более эффективная модуляция относительного положения уровней размерного квантования достигается в двойных квантовых ямах, где межуровневое расстояние изменяется от минимальной величины, определяемой туннельной прозрачностью барьера для симметричной структуры, до максимальной, определяемой относительным смещением уровней соседних квантовых ям в электрическом поле. По сравнению с одиночной квантовой ямой вероятность переходов электронов между нижними квантово-размерными состояниями структуры с двумя ямами уменьшается, однако, на величину туннельной прозрачности барьера.

Рассмотрим противоположную ситуацию, соответствующую наложению на СР внешнего сильного постоянного электрического поля \mathcal{E}_0 . В этом случае слои A_1 в ней могут деформироваться вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта. При этом появляется дополнительная возможность управлять положением уровней в квантовых ямах с использованием деформационных

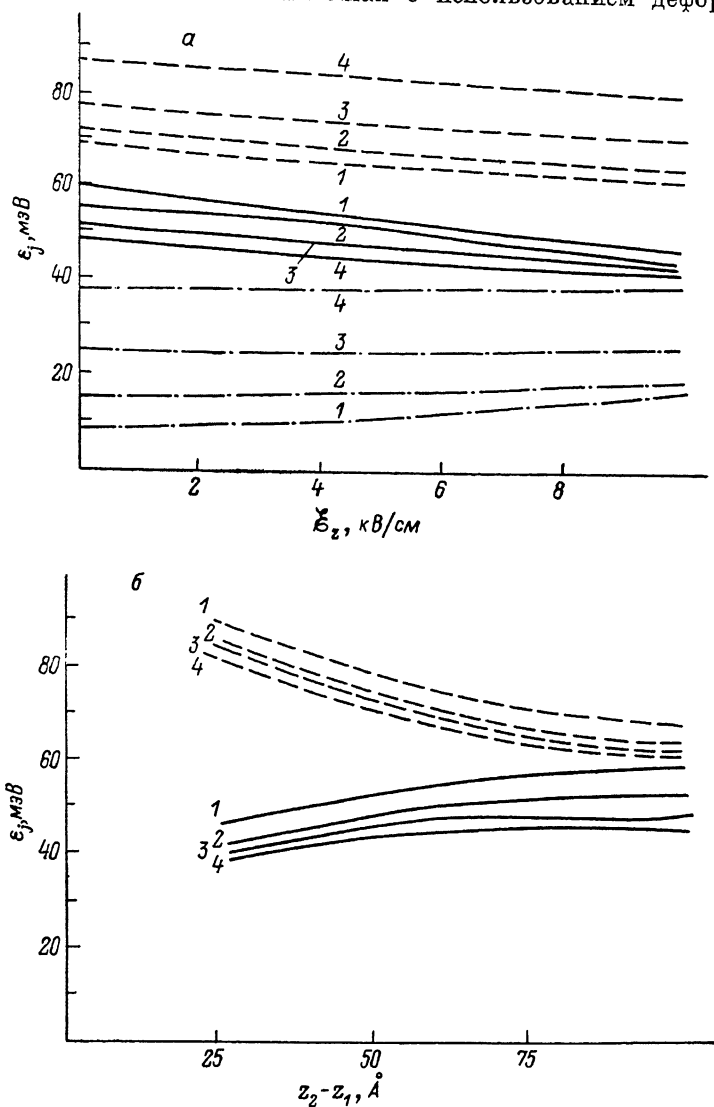


Рис. 1. Зависимости положения уровней энергии ϵ_1 (сплошные линии), ϵ_2 (штриховые) и их разности $\epsilon_{21} = \epsilon_2 - \epsilon_1$ (штрихпунктирные) от величины электрического поля \mathcal{E}_z (а) и ширины барьера $z_2 - z_1$ (б).

а) $z_2 - z_1$, Å: 1 — 30, 2 — 50, 3 — 75, 4 — 100; б) \mathcal{E}_z , В/см: 1 — 0, 2 — 300, 3 — 8100, 4 — 10 000. Параметры структуры: $U_0 = 0.1$ эВ; $m/m_0 = 0.04$; $z_1 = 50$ Å; $d - z_2 = 50$ Å.

сдвигов и расщепления энергетических подзон. В частности, если $\mathcal{E}_0 \parallel z \parallel$ оси [111], $d_2 \ll d_1$ и упругое воздействие на СР со стороны подложки минимально (имеет место 100 %-я пластическая деформация на границе СР—подложка), то отличные от нуля компоненты тензора $\epsilon_{ij}^{(1,2)}$ в слоях $A_{1(2)}$ связаны с \mathcal{E}_0 соотношениями

$$\epsilon_{xx}^{(1,2)} = \epsilon_{yy}^{(1,2)} = -\frac{d_{14}}{\epsilon_1 \sqrt{3}} \mathcal{E}_0, \quad \epsilon_{zz}^{(1)} = \frac{2d_{14}}{\epsilon_1 \sqrt{3}} \mathcal{E}_0, \quad (5)$$

$$\epsilon_{zz}^{(2)} = \epsilon_{zz}^{(1)} \frac{C_{11}^{(2)} + 2C_{12}^{(2)} - 2C_{44}^{(2)}}{C_{11}^{(2)} + 2C_{12}^{(2)} + 4C_{44}^{(2)}}.$$

Если дислокации несоответствия на границе СР—непьезоэлектрическая подложка (например, СР GaAs/Ge на Ge-подложке) отсутствуют (100%-я упругая деформация), то в случае гомоморфного роста $\varepsilon_{xz}^{(1,2)} = \varepsilon_{yy}^{(1,2)} = 0$, $\varepsilon_{zz}^{(2)} = 0$,

$$\varepsilon_{zz}^{(1)} = \frac{4}{\varepsilon_1} \sqrt{3} d_{14} \delta_0 \frac{C_{44}^{(1)}}{C_{11}^{(1)} + 2C_{12}^{(1)} + 4C_{44}^{(1)}}. \quad (6)$$

Упругие напряжения, возникающие в слоях СР под действием внутренних и внешних электрических полей $\mathcal{E}_0 \sim 10^5$ В/см, согласно полученным соотношениям, составляют $(10^8 \div 10^9)$ дин/см² и сравнимы по величине с упругими напряжениями, имеющими место в структурах с большим несоответствием постоянных решеток соседних слоев. В силу сказанного можно ожидать, что даже в такой практически идеально согласованной периодической структуре, как СР GaAs/Ge, выращенной в плоскости (111) на GaAs-подложке, вследствие существования сильных внутренних электрических полей слои GaAs в СР будут значительно напряжены, что должно приводить к расщеплениям и сдвигам энергетических подзон в них. Таким образом, обратный пьезоэффект также может быть использован для управления амплитудой и формой потенциального рельефа СР. Наконец, заметим, что воздействие на периодическую гетероструктуру переменного во времени квазиоднородного электрического либо упругого поля позволяет реализовать квантовую динамическую СР [11]. Частоты стоячих электромагнитных либо упругих волн при этом по сравнению с [11] могут быть выбраны более низкими ($\lambda \geq Nd$, λ — длина волны, N — число периодов).

Достаточно эффективная модуляция относительного положения квантовых состояний в потенциальных ямах открывает возможность использования соответствующей модуляционной методики для спектроскопии уровней. В качестве примера рассмотрим случай, когда параметры структуры промодулированы внешними упругими силами (пьезомодуляция) по гармоническому закону с частотой ω_0 : $\varepsilon_{21}(t) = \varepsilon_{21}(1 + \alpha \cos \omega_0 t)$; $x_{12}(t) = x_{12}(1 + \gamma \cos \omega_0 t)$; $\Delta x(t) = x_{11} - x_{22} = \Delta x(1 + \beta \cos \omega_0 t)$. Здесь ε_{21} — межуровневое расстояние, x_{ij} — матричные элементы координаты. Отклик системы на внешнее зондирующее электромагнитное излучение $E(t) = E_\omega \cos \omega t$ будем искать в виде

$$j(t) = 2e \left\{ \frac{d}{dt} [x_{12}(t) \operatorname{Re} \rho_{12}(t)] + \frac{1}{4} \frac{d}{dt} [\Delta x(t) \Delta \rho(t)] \right\}. \quad (7)$$

Компоненты матрицы плотности $\rho_{12}(t)$, $\Delta \rho(t) = \rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)$ описываются системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\rho}{dt} &= 2i \frac{e}{\hbar} x_{12}(t) E(t) (\rho_{12}^* - \rho_{12}) - (\Delta\rho - \Delta\rho_0)/\tau_{11}, \\ \frac{d\rho_{12}}{dt} &= \frac{i}{\hbar} \varepsilon_{21}(t) \rho_{12} + i \frac{e}{\hbar} E(t) [\Delta x(t) \rho_{12} - x_{12}(t) \Delta\rho] - \rho_{12}/\tau_{11}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь предполагается, что возмущающая упругая волна, модулируя параметры системы, оказывает слабое воздействие на функцию распределения электронов ρ_{jj} (очевидно, что это имеет место лишь при $\omega_0 \ll \omega_{21} = \varepsilon_{21}/\hbar$) и не меняет полного числа носителей заряда в квантовой яме ($\Delta\rho_0 = \rho_{01} - \rho_{02} = \text{const}$).

Рассмотрим структуру с симметричными слоями. [Предполагаем, что внесенная в структуру внешним возмущением асимметрия мала ($\Delta x(t) \ll x_{12}$)]. Решение системы (8) найдем, используя теорию возмущений по параметру E_ω/E_* ($E_* = \hbar\omega/x_{12}$). Искомое выражение для отклика системы на частоте ω в этом случае принимает вид

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) &= -\frac{e^2 x_{12}^2}{\hbar} \Delta\rho_0 \tau_{11} \omega \sum_{\nu} \left(1 + \frac{\gamma}{\alpha} \frac{\omega_1}{\omega_{21}} \nu\right)^2 J_{\nu}^2 \left(\alpha \frac{\omega_{21}}{\omega_0}\right) \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{1 - i\tau_{11}(\omega_{21} + \nu\omega_1 + \omega)} - \frac{1}{1 + i\tau_{11}(\omega_{21} + \nu\omega_1 - \omega)} \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Рассмотрим наиболее интересную область частот в окрестности резонанса $\omega \sim \omega_{21} \gg \tau_{11}^{-1}$, предполагая, что система успевает следить за внешним модулирующим потенциалом вплоть до частоты $\omega_0 \sim \tau_{11}^{-1}$. Тогда при неболь-

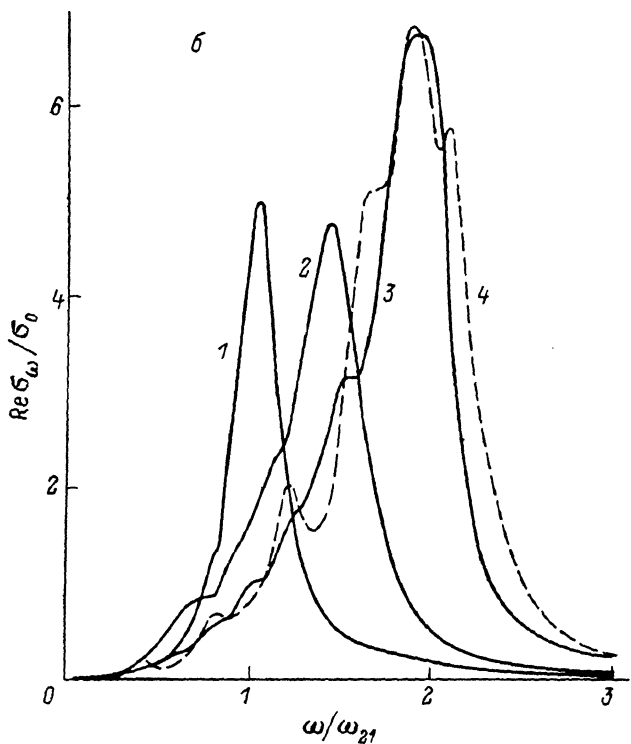
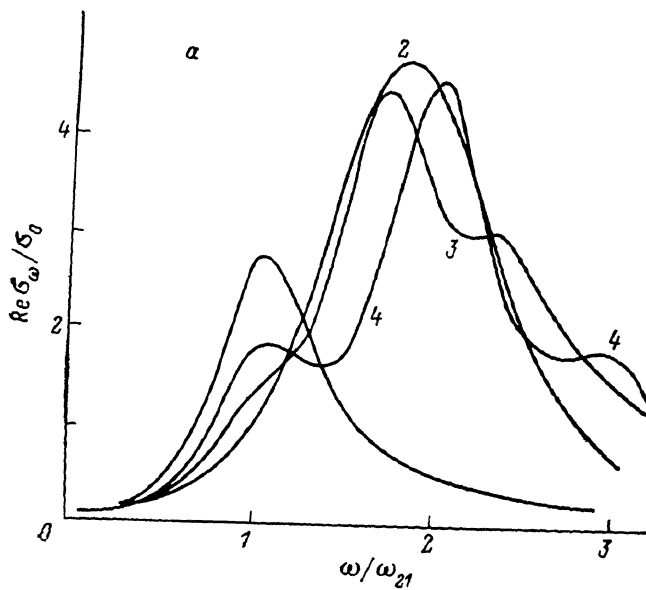


Рис. 2. Спектральные зависимости реальной части проводимости для двухуровневой квантовой системы в поле $E_\omega = 0.1 \varepsilon_{21} / \varepsilon x_{12} \left(\sigma_0 = \frac{e^2 x_{12}^2}{\hbar} \Delta \rho_0 \right)$.

а) $\tau_{11} = \tau_{12}$; $\omega_{21} \tau_{11} = 3$; $\alpha = \gamma$: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.7, 4 — 1; б) $\tau_{11} = \tau_{12}$; $\omega_{21} \tau_{11} = 10$; $\alpha = \gamma$: 1 — 0, 2 — 0.5, 3, 4 — 1; ω_0 / ω_{21} : 1 — 3 — 0.1, 4 — 0.2.

ших значениях ν ($\nu=0, \pm 1, \dots$) из выражения (9) следует, что амплитуда резонансного контура в спектре поглощения слабого излучения с частотой ω осциллирует как $J_\nu^2(\alpha\omega_{21}/\omega_0)$ с ростом амплитуды и частоты модуляции. Кроме основного резонанса на частоте $\omega = \omega_{21}$, на спектральных кривых появляются дополнительные особенности на комбинационных частотах ($\nu \neq 0$).

Характерный вид спектральных зависимостей для конечных $\tau_{\parallel, \perp}$ проанализируем, исходя из общей формулы (9) (рис. 2). При вычислениях предполагалось, что $\epsilon_{21}(t)$ и $x_{12}(t)$ меняются синфазно, что возможно, например, при модуляции по гармоническому закону туннельной прозрачности барьера. Из рис. 2 видно, что с ростом амплитуды модуляции, с одной стороны, происходит уширение резонансного контура (имеет место как бы дополнительное размытие уровней), с другой стороны, наблюдается заметный сдвиг его в сторону более высоких частот. С ростом параметра модуляции на крыльях резонансного контура появляются дополнительные особенности, обусловленные параметрическим резонансом на комбинационных частотах.

Электрическое поле, вводимое в структуру извне, приводит к асимметрии ее потенциального профиля. Оценку влияния данного эффекта на вид резонансного контура в спектре поглощения слабого электромагнитного сигнала проведем в предположении, что $\Delta x \gg x_{12}$ и модуляцией параметров ϵ_{21} и x_{12} можно пренебречь. Выражение для высокочастотной проводимости на частоте ω в этом случае имеет следующий вид:

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2}{\hbar} x_{12}^2 \omega \tau_{\perp} \Delta \rho_0 \sum_{\mu\nu} \{J_\mu(\alpha_+) J_\nu(\alpha_-) + J_{\mu-1}(\alpha_+) J_{\nu-1}(\alpha_-)\} \times$$

$$\times \left\{ \frac{J_\mu(\alpha_+) J_\nu(\alpha_-)}{1 + i\tau_{\perp}(\omega_{21} + (\mu + \nu - 1)\omega + (\mu - \nu)\omega_0)} - \frac{J_{\mu-1}(\alpha_+) J_{\nu-1}(\alpha_-)}{1 - i\tau_{\perp}(\omega_{21} + (\mu + \nu - 1)\omega + (\mu - \nu)\omega_0)} \right\}, \quad (10)$$

$\alpha_{\pm} = \beta \Omega_{\omega} / 2$ ($\omega \pm \omega_0$), $\Omega_{\omega} = eE_{\omega} \Delta x / \hbar$. При выводе (10) предполагалось $\Omega_{\omega} \ll \omega$, $\omega_0 \ll \tau_{\parallel, \perp}^{-1}$, $\omega_{21} \tau_{\parallel, \perp} \gg 1$. Расчеты показывают, что модуляция Δx слабо сказывается на форме и величине спектральных зависимостей линейного коэффициента поглощения, обуславливая, однако, появление даже в изначально симметричной среде четных гармоник тока в нелинейном отклике системы.

Список литературы

- [1] Головняк Н. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 9. С. 1529—1557.
- [2] Елинсон М. И., Петров В. А. // Микроэлектрон. 1987. Т. 16. В. 6. С. 522—532.
- [3] Орлов Л. К., Романов Ю. А. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 4. С. 1140—1143.
- [4] Gal M., Ovdars P. J., Usher B. F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 2. P. 113—115.
- [5] Golub J. E., Liao P. F., Eilenbecker D. J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 26. P. 2584—2586.
- [6] Smith D. L., Mailhiot C. // J. Vac. Sci. Techn. 1987. V. A5. N 4. P. 2060—2064.
- [7] Rodriguez J. M., Armelles G., Brioues F. // Sol. St. Commun. 1988. V. 67. N 9. P. 859—862.
- [8] Nagai H., Kan Y., Jumanishi M., Suemane I. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N 8. P. 640—643.
- [9] Mailhiot C., Smith D. L. // Sol. St. Commun. 1988. V. 66. N 8. P. 859—863.
- [10] Manning R. J., Bradley P. J., Miller A. et al. // Electron. Lett. 1989. V. 25. N 4. P. 269—270.
- [11] Келдыш Л. В. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 8. С. 2265—2267.

Научно-исследовательский
физико-технический институт
ГГУ им. Н. И. Лобачевского
Горький

Получена 11.12.1989
Принята к печати 8.01.1990