УДК 535.218

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕЗОНАНСНОЕ НАСЫЩЕНИЕ ИК ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

Л. Г. Герчиков, Д. А. Паршин, А. Р. Шабаев

Рассматривается влияние постоянного магнитного поля на резонансное насыщение поглощения инфракрасного излучения в полупроводниках с вырожденными зонами типа p-Ge. Показано, что уже достаточно слабые магнитные поля увеличивают коэффициент нелинейного поглощения вплоть до его линейного значения. Порог нелинейности по интенсивности при этом пропорционален величине магнитного поля. Показано, что при интенсивностях, бóльших пороговой, коэффициент поглощения обратно пропорционален интенсивности ИК излучения. В зависимости от величины магнитного поля возможны когерентный (поле влияет на вероятность оптического перехода) и некогерентный (вероятность от поля не зависит) режимы насыщения. При когерентном режиме возникает инверсия функции распределения дырок в окрестности вертикального перехода.

Нелинейное поглощение ИК излучения в полупроводниках с вырожденными зонами типа p-Ge исследовалось экспериментально и теоретически в ряде работ [1-11]. Поглощение обусловлено вертикальными переходами дырок между подзонами валентной зоны (рис. 1). Один из механизмов нелинейности при этом — резонансное насыщение поглощения [2-4, 8-11]. Он обусловлен выравниванием функций распределения тяжелых и легких дырок в узкой области импульсного пространства вблизи поверхности $\varepsilon_{1\mathbf{p}}-\varepsilon_{2\mathbf{p}}-\hbar\omega=0$, соответствующей условию резонанса. Здесь $\varepsilon_{1\mathbf{p}}$, $\varepsilon_{2\mathbf{p}}$ — энергии тяжелой и легкой дырок с импульсом $\mathbf{p}$; ω — частота ИК излучения. Насыщение резонансных переходов происходит в отсутствие внешнего поля при [11]

$$A_{\mathbf{p}} > \hbar/\sqrt{\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{2\mathbf{p}}}, \tag{1}$$

где $A_{\mathbf{p}}/2$ — матричный элемент вертикального перехода, пропорциональный амплитуде электромагнитной волны $\mathscr{E}_0$ [11, 12]; $\tau_{1\mathbf{p}}$, $\tau_{2\mathbf{p}}$ — уходные времена тяжелых и легких дырок соответственно из начального и конечного состояний вертикального перехода.

Резонансное насыщение приводит к уменьшению коэффициента поглощения α с ростом интенсивности ИК излучения I по закону $\alpha \sim 1/\sqrt{I}$. Величина $A_{\mathbf{p}}=\hbar/\sqrt{\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{2\mathbf{p}}}$ характеризует порог (по амплитуде) нелинейного поглощения. Как отмечалось в работе [11], режим резонансного насыщения разрушает приложенное к полупроводнику слабое магнитное поле. Связано это с тем, что дырки, двигаясь в магнитном поле по изоэнергетическим поверхностям, вследствие гофрировки валентной зоны выходят из узкой области резонанса (рис. 1). Это в свою очередь увеличивает разность функций распределения тяжелых и легких дырок в области вертикального перехода.

В настоящей работе исследуется влияние магнитного поля на резонансное насыщение ИК поглощения. Показано, что уже слабое магнитное поле приводит к увеличению нелинейного коэффициента поглощения вплоть до его линейного значения. Порог нелинейного поглощения при этом зависит от величины магнитного поля $\mathbf{H}$, а коэффициент поглощения при интенсивностях выше пороговой уменьшается по закону $\alpha \sim 1/I$.

Коэффициент поглощения $\alpha(I)$ определяется недиагональной компонентой матрицы плотности дырок

$$\hat{F}_{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} f_{1\mathbf{p}} & \Psi_{\mathbf{p}} e^{i\omega t} \\ \Psi^*_{\mathbf{p}} e^{-i\omega t} & f_{2\mathbf{p}} \end{pmatrix} \tag{2}$$

следующим образом:

$$\alpha(I) = -\frac{2\omega}{IV} \sum_{\mathbf{p}} A_{\mathbf{p}} \operatorname{Im} \Psi_{\mathbf{p}}, \tag{3}$$

где V — объем кристалла.

Недиагональная компонента матрицы плотности $\Psi_{\mathbf{p}}$ и функции распределения тяжелых $f_{1\mathbf{p}}$ и легких $f_{2\mathbf{p}}$ дырок определяются из системы кинетических уравнений. Ее удобно записать, представив функции распределения $f_{1\mathbf{p}}$ и $f_{2\mathbf{p}}$ в виде суммы плавной и резкой частей (см. [11])

$$f_{1\mathbf{p}} = f_{10} + \varphi_1, \quad f_{2\mathbf{p}} = f_{20} + \varphi_2. \tag{4}$$

Здесь f_{j0} $(j=1, 2)$ — плавная часть функции распределения. Мы будем считать ее равновесной больцмановской.[1] Она меняется на масштабах

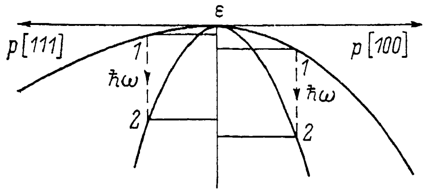

Рис. 1. Спектр дырок p-Ge в двух кристаллографических направлениях [100] и [111] и схема вертикальных переходов.

энергий порядка температуры T. Резкие части функций распределения φ_j, как и недиагональная компонента матрицы плотности $\Psi_{\mathbf{p}}$, зависят от расстройки

$$\varepsilon = \varepsilon_{1\mathbf{p}} - \varepsilon_{2\mathbf{p}} - \hbar\omega. \tag{5}$$

Они меняются на масштабе энергии порядка $\delta\varepsilon \ll T, \hbar\omega$. Можно показать, что в стационарном случае в резонансном приближении система кинетических уравнений для компонент матрицы плотности имеет следующий вид:

$$\beta_{\mathbf{p}} \frac{d\varphi_1}{d\varepsilon} + \frac{\varphi_1}{\tau_{1\mathbf{p}}} = \frac{A_{\mathbf{p}}}{\hbar} \operatorname{Im} \Psi_{\mathbf{p}}, \tag{6а}$$

$$\beta_{\mathbf{p}} \frac{d\varphi_2}{d\varepsilon} + \frac{\varphi_2}{\tau_{2\mathbf{p}}} = -\frac{A_{\mathbf{p}}}{\hbar} \operatorname{Im} \Psi_{\mathbf{p}}, \tag{6б}$$

$$\beta_{\mathbf{p}} \frac{d\Psi_{\mathbf{p}}}{d\varepsilon} + \frac{\Psi_{\mathbf{p}}}{\tau_{\mathbf{p}}} - \frac{i}{\hbar} \varepsilon \Psi_{\mathbf{p}} - \frac{i}{\hbar} \frac{A_{\mathbf{p}}}{2} (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{iA_{\mathbf{p}}}{2\hbar} (f_{20} - f_{10}), \tag{6в}$$

где величина $\beta_{\mathbf{p}}$ определяется выражением

$$\beta_{\mathbf{p}} = \frac{e}{c} (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}) \mathbf{v}_1, \tag{7}$$

$\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ — скорости тяжелых и легких дырок в точке вертикального перехода. Величина $\beta_{\mathbf{p}}$ имеет смысл скорости выхода дырок из резонанса под влиянием магнитного поля. Она отлична от нуля лишь при гофрированной изоэнергетической поверхности. Если поверхности $\varepsilon_{1\mathbf{p}}$, $\varepsilon_{2\mathbf{p}} = \mathrm{const}$ сферы, то $\mathbf{v}_1 \parallel \mathbf{v}_2 \parallel \mathbf{p}$ и величина $\beta_{\mathbf{p}}$ обращается в нуль.

[1] В [11] показано, что это предположение нарушается, как правило, при интенсивностях, гораздо больших, чем те, при которых происходит резонансное насыщение поглощения.

Время релаксации недиагональной компоненты матрицы плотности $\tau_\mathbf{p}$ связано с уходными временами релаксации дырок $\tau_{1\mathbf{p}}$ и $\tau_{2\mathbf{p}}$ соотношением [11]

$$\frac{1}{\tau_\mathbf{p}}=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau_{2\mathbf{p}}}+\frac{1}{\tau_{1\mathbf{p}}}\right). \tag{8}$$

Как правило, при достаточно низких температурах в типичных полупроводниках $\tau_{1\mathbf{p}} \gg \tau_{2\mathbf{p}}$, т. е.

$$\tau_p \simeq 2\tau_{2p}. \tag{9}$$

Например, в p-Ge для длины волны излучения $\lambda=10.6$ мкм и азотной температуры отношение $\tau_{1\mathbf{p}}/\tau_{2\mathbf{p}}\simeq 10$ [11].

Система уравнений (6) получена в так называемом резонансном приближении, когда $\delta\varepsilon \ll \hbar\omega$, T. В этом случае в кинетических уравнениях не нужно учитывать приходные члены из-за узости резонансной области. По этой же причине мы опустили в них полевые члены с производными по импульсу $\mathbf{p}$ от плавных частей функций распределения f_{10} и f_{20} и дифференцировали по $\mathbf{p}$ только резкие части φ_1 и φ_2

$$\mathbf{F}_j\frac{\partial\varphi_j}{\partial\mathbf{p}}=\mathbf{F}_j\frac{d\varphi_j}{d\varepsilon}\frac{\partial\varepsilon}{\partial\mathbf{p}}=\frac{d\varphi_j}{d\varepsilon}(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)\,\mathbf{F}_j,\ j=1.\ 2,$$

где $\mathbf{F}_j=(e/c)(\mathbf{v}_j\times\mathbf{H})$ — сила Лоренца, действующая со стороны магнитного поля на дырки в зоне j. Полевой член в уравнении для недиагональной компоненты матрицы плотности имеет вид [13]

$$\frac{1}{2}(\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2)\frac{\partial\Psi_\mathbf{p}}{\partial\mathbf{p}}=\frac{1}{2}(\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2)(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)\frac{d\Psi_\mathbf{p}}{d\varepsilon}.$$

Нетрудно убедиться, что все три величины

$$\mathbf{F}_1(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2),\quad \mathbf{F}_2(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2),\quad \frac{\mathbf{F}_1+\mathbf{F}_2}{2}(\mathbf{v}_1-\mathbf{v}_2)$$

равны $\beta_\mathbf{p}$. Угловая зависимость матрицы плотности в отличие от зависимости от ε плавная. Это позволило нам перейти от уравнений в частных производных по компонентам $\mathbf{p}$ к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, куда угловые зависимости входят через параметры $\tau_{1\mathbf{p}}$, $\tau_{2\mathbf{p}}$, $A_\mathbf{p}$, f_{10}, f_{20}, $\beta_\mathbf{p}$, взятые при $\varepsilon=0$.

В отсутствие магнитного поля, при $\beta_\mathbf{p}=0$, насыщение поглощения, как уже говорилось, происходит при $A_\mathbf{p} > \hbar/\sqrt{\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{2\mathbf{p}}}$ (1), а коэффициент поглощения, вычисленный по формуле (3), уменьшается с ростом интенсивности по закону $\alpha(I) \sim 1/\sqrt{I}$ [11]. Качественно это можно объяснить следующим образом. При $A_\mathbf{p} < \hbar/\tau_\mathbf{p}$ вероятность оптического перехода в единицу времени определяется простой квантовомеханической формулой [14]

$$W(\varepsilon)=\frac{A_\mathbf{p}^2}{2}\,\frac{1/\tau_\mathbf{p}}{\varepsilon^2+(\hbar/\tau_\mathbf{p})^2}. \tag{10}$$

Вероятность $W(\varepsilon)$ имеет максимум при $\varepsilon=0$. Если $W(0) > 1/\tau_{1\mathbf{p}}$, т. е. $\hbar/\sqrt{\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{2\mathbf{p}}} < A_\mathbf{p}$ (но $A_\mathbf{p} < \hbar/\tau_\mathbf{p}$), то существует область значений расстройки $|\varepsilon| \lessapprox \varepsilon^*$ (область резонанса), в которой оптические переходы происходят чаще, чем уход тяжелых дырок из нее в результате рассеяния. В резонансной области в этом случае возникает обеднение зоны тяжелых дырок и связанное с этим насыщение резонансных переходов. Ширина резонанса ε^* получается из условия $W(\varepsilon^*) \simeq 1/\tau_{1\mathbf{p}}$. Отсюда

$$\varepsilon^*=(A_\mathbf{p}/2)\sqrt{\tau_{1\mathbf{p}}/\tau_{2\mathbf{p}}}. \tag{11}$$

Минимальное значение определенной таким образом ширины резонансной области ε^* при $A_p \simeq \hbar/\sqrt{\tau_{1p}\tau_{2p}}$ порядка $\hbar/\tau_p$. С ростом интенсивности ИК излучения I величина ε^* увеличивается пропорционально $\sqrt{I}$, а нелинейный коэффициент ИК поглощения уменьшается обратно пропорционально $\sqrt{I}$. При $A_p > \hbar/\tau_p$ возникают так называемые осцилляции Раби, когда дырка под влиянием резонансного поля периодически с частотой $A_p/\hbar$ превращается из тяжелой в легкую, и наоборот. Ширина по ε области осцилляций порядка A_p. В этой области расстроек происходит когерентное насыщение поглощения и простая формула (10) уже неприменима. Однако, поскольку $A_p < \varepsilon^*$, возникновение осцилляций Раби не сказывается на зависимости коэффициента поглощения от интенсивности. Подчеркнем, что описанная выше картина предполагает выполнение условия $\tau_{1p} \gg \tau_{2p}$.

В слабом магнитном поле при $|\beta_p| < \hbar/\tau_{1p}\tau_p$ время прохождения тяжелой дыркой резонансной области под влиянием поля $\hbar/|\beta_p|\tau_p$ больше ее времени жизни τ_{1p}. В этом случае, очевидно, магнитное поле не влияет на коэффициент поглощения. Если это условие не выполняется, т. е. $|\beta_p| > \beta_c$, где

$$\beta_c = \hbar/\tau_{1p}\tau_p, \tag{12}$$

магнитное поле существенным образом меняет зависимость коэффициента поглощения от интенсивности. Однако механизм влияния поля на насыщение поглощения оказывается различным в разных диапазонах магнитных полей.

Если магнитное поле достаточно велико, так что

$$|\beta_p| > \hbar/\tau_p^2, \tag{13}$$

то в значительном диапазоне интенсивностей ИК излучения время прохождения области резонанса в магнитном поле $\varepsilon^*/|\beta_p|$ оказывается меньше времени жизни как легкой τ_{2p}, так и тяжелой τ_{1p} дырки. Поэтому столкновения с фононами в резонансной области вообще не сказываются на поглощении. Насыщение тогда возникает при амплитудах $A_p > \sqrt{2\hbar|\beta_p|}$, причем существуют два случая. Когда

$$\sqrt{2\hbar|\beta_p|} < A_p < 2|\beta_p|\tau_p, \tag{14}$$

частота когерентных осцилляций Раби $A_p/\hbar$ больше обратного времени $2\beta_p/A_p$ прохождения под действием поля области осцилляций шириной $\simeq A_p/2$ (которая и будет в этом случае областью резонанса). Дырка за время пребывания в области резонанса не успевает рассеяться (правая часть неравенства (14)). Такой механизм насыщения резонансных переходов можно назвать когерентным. В этом случае дырка под влиянием магнитного поля медленно (адиабатически) проходит резонансную область. При таком адиабатическом бесстолкновительном прохождении области резонанса тяжелая дырка с вероятностью, близкой к единице, превращается в легкую, а легкая — в тяжелую. Отличие этой вероятности от единицы равно $\exp(-\pi A_p^2/2\hbar|\beta_p|)$, т. е. экспоненциально мало (см., например, работу Зинера [15]). В результате возникает интересное физическое явление — инверсия функций распределения легких и тяжелых дырок. Если $\beta_p > 0$, то это имеет место для **p**, удовлетворяющих условию $\varepsilon_{1p} - \varepsilon_{p2} > \hbar\omega$ (т. е. справа от резонанса), а если $\beta_p < 0$, то инверсия функций распределения происходит при $\varepsilon_{1p} - \varepsilon_{2p} < \hbar\omega$ (слева от резонанса). Результат численного расчета системы уравнений (6) в этом случае приведен для иллюстрации на рис. 2.

Для вычисления коэффициента поглощения в этом случае заметим, что основной вклад в $\alpha(I)$ (3) вносит резонансная область. В ней в уравнениях (6) при условиях (13), (14) можно пренебречь релаксационными членами. Коэффициент поглощения, который (см. (3)) пропорционален величине интеграла

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \, \mathrm{Im}\, \Psi_{\mathbf{p}}(\varepsilon),$$

тогда, согласно (6а), определяется просто разностью φ_1, справа и слева от резонанса. Эта разность вследствие инверсии функций распределения равна $f_{20}-f_{10}$. В результате получим

$$\alpha(I)=\frac{2\hbar\omega}{IV}\sum_{\mathbf{p}}|\beta_{\mathbf{p}}|(f_{10}-f_{20})\,\delta(\varepsilon_{1\mathbf{p}}-\varepsilon_{2\mathbf{p}}-\hbar\omega), \tag{15}$$

т. е. коэффициент поглощения в этом случае обратно пропорционален интенсивности и прямо пропорционален величине приложенного магнитного поля.

С увеличением интенсивности при

$$2|\beta_{\mathbf{p}}|\tau_{\mathbf{p}}<A_{\mathbf{p}}<|\beta_{\mathbf{p}}|\sqrt{2\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{\mathbf{p}}} \tag{16}$$

возникает некогерентный режим насыщения. При этом время прохождения дыркой в поле области квантовых осцилляций Раби становится больше

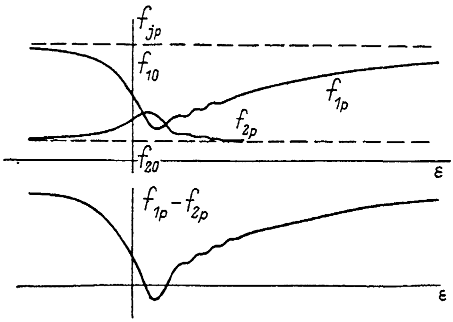

Рис. 2. Функции $f_{1\mathbf{p}}$ и $f_{2\mathbf{p}}$ и их разность, полученные в результате численного решения системы уравнений (6) для p-Ge при $\lambda=10.6$ мкм, $T=77.4$ К, $\beta_{\mathbf{p}}\tau_{\mathbf{p}}/\hbar=4$, $A_{\mathbf{p}}\tau_{\mathbf{p}}/\hbar=3$.

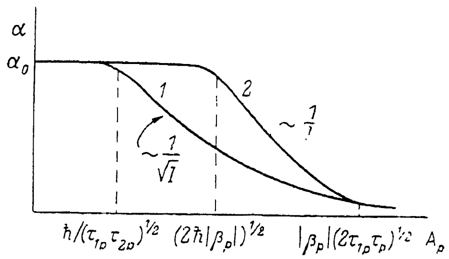

Рис. 3. Качественное поведение коэффициента поглощения в зависимости от амплитуды электромагнитной волны.

По горизонтальной оси отложены значения соответствующего матричного элемента. $H=0$ (*1*), $H\neq 0$ (*2*).

$\tau_{\mathbf{p}}$, хотя по-прежнему остается меньше времени жизни тяжелой дырки $\tau_{1\mathbf{p}}$. Пренебрегать релаксацией легкой дырки в области резонанса (см. ниже (18)) уже нельзя. Резонансное насыщение будет также некогерентным в магнитных полях, удовлетворяющих неравенству

$$\hbar/\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{\mathbf{p}}<|\beta_{\mathbf{p}}|<\hbar/\tau_{\mathbf{p}}^2, \tag{17}$$

при всех значениях амплитуды в интервале $\sqrt{2\hbar\,|\beta_{\mathbf{p}}|}\lesssim A_{\mathbf{p}}<|\beta_{\mathbf{p}}|\sqrt{2\tau_{1\mathbf{p}}\tau_{\mathbf{p}}}$. В этом случае тяжелая дырка совершает оптический переход быстрее, чем магнитное поле выводит ее их области резонанса, ширина которой определяется из условия $W(\varepsilon^*)=|\beta_{\mathbf{p}}|/\varepsilon^*$ и равна (см. (10))

$$\varepsilon^*=A_{\mathbf{p}}^2/2|\beta_{\mathbf{p}}|\tau_{\mathbf{p}}. \tag{18}$$

При некогерентном режиме насыщения все тяжелые дырки, втянутые магнитным полем в резонансную область, с вероятностью, близкой к единице, совершают оптический переход, так что поглощаемая мощность от интенсивности опять не зависит и коэффициент поглощения обратно пропорционален интенсивности ИК излучения I. В этом случае в области резонанса в уравнении (6а) можно пренебречь релаксационным членом (этого нельзя сделать в уравнениях (6б) и (6в)). В результате мы опять получим формулу (15) для коэффициента поглощения. Заметим, что инверсии функции распределения легких и тяжелых дырок в магнитном поле при некогерентном насыщении поглощения не происходит. В уравнениях (6б) и (6в) в этом случае можно пренебречь членами с производными по расстройке. Тогда из этих уравнений следует, что в области резонанса функция φ_2 мала по сравнению с φ_1 по параметру $|\beta_p|\tau_p/A_p \ll 1$, в то время как при когерентном насыщении они, вообще говоря, одного порядка величины.

Магнитное поле будет влиять на коэффициент поглощения до тех пор, пока с ростом интенсивности время прохождения тяжелой дыркой области резонансного поглощения $\varepsilon^*/|\beta_p|=A_p^2/2\beta_p^2\tau_p$ (18) не превысит времени жизни тяжелой дырки τ_{1p}, т. е. пока

$$A_p<|\beta_p|\sqrt{2\tau_{1p}\tau_p}. \qquad (19)$$

Когда условие (19) не выполняется, механизм насыщения поглощения такой же, как и в отсутствие магнитного поля. Ширина резонанса тогда определяется формулой (11), а коэффициент поглощения обратно пропорционален $\sqrt{I}$.

Таким образом, в магнитном поле $\mathbf{H}$ порог нелинейности по интенсивности как в когерентном, так и в некогерентном режиме насыщения пропорционален величине $|\beta_p|\sim H$. Схематически зависимость коэффициента поглощения от амплитуды изображена на рис. 3. Магнитное поле влияет на коэффициент поглощения, если удовлетворяет неравенству $|\beta_p|>\beta_c$. Значение β_c определяется из формулы (12). Для p-Ge при $\lambda=10.6$ мкм и $T=77.4$ K времена $\tau_{1p}=5.1\cdot10^{-12}$ с, $\tau_p=0.94\cdot10^{-12}$ с [11] и, следовательно, $\beta_c=0.3\cdot10^{-3}$ эрг/с, что соответствует величине магнитного поля $H=10$ Э.

Авторы выражают сердечную благодарность Ю. М. Гальперину, С. Д. Ганичеву, В. Л. Гуревичу, Е. Л. Ивченко, В. А. Харченко за плодотворное обсуждение рассмотренных в работе вопросов.

Список литературы

[1] Gibson A. F., Rosito C. A., Raffo C. A., Kimmitt M. F. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. N 8. P. 356—357.
[2] Keilmann F. // IEEE J. Quant. El. 1976. V. QE-12. N 10. P. 592—597.
[3] Phipps C. R. Jr., Thomas S. J. // Opt. Lett. 1977. V. 1. N 3. P. 93—95.
[4] Sargent M. III // Opt. Comm. 1977. V. 20. N 2. P. 298—302.
[5] Комолов В. Л., Ярошецкий И. Д., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. № 1. С. 85—93.
[6] Берегулин Е. В., Валов П. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1978. Т. 12. № 2. С. 239—244.
[7] Берегулин Е. В., Ганичев С. Д., Ярошецкий И. Д., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. № 2. С. 286—290.
[8] James R. B., Smith D. L. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 8. P. 3503—3512.
[9] Jamev R. B., Schweig E., Smith D. L., McGill T. C. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 3. P. 231—233.
[10] James R. B., Smith D. L. // IEEE J. Quant. El. 1982. V. QE-18. N 11. P. 1841—1864.
[11] Паршин Д. А., Шабаев А. Р. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 4. С. 1471—1484.
[12] Данишевский А. М., Ивченко Е. Л., Кочегаров С. Ф., Субашиев В. К. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 3. С. 710—717.
[13] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 5. С. 1843—1855.
[14] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980. 704 с.
[15] Zener C. // Proc. Roy. Soc. A. 1932. V. 137. N A833. P. 696—702.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
7 февраля 1989 г.