1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 2
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 2

УДК 535.215 537.312.5

МЕХАНИЗМЫ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ИЗОТРОПИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. И. Белиничер, А. В. Браславец, А. С. Терехов

Показано, что функция распределения горячих фотоэлектронов в кубических полупроводниках поляризационно зависима вследствие учета эффектов пространственной дисперсии и кубической анизотропии при фотогенерации электронов или влияния внешних полей, приводящх к разогреву баллистических фотоэлектронов с анизотропной функцией генерации. Поляризационная зависимость фотопроводимости «привязана» к кристаллографическим осям или к вектору поля соответственно.

Учет эффектов пространственной дисперсии и влияния внешних статических (или квазистатических) полей или механических напряжений приводит к поляризационной зависимости тензора диэлектрической проницаемости кубических кристаллов [1], что проявляется в двулучепреломлении [2], электроотражении [3] и других оптических явлениях [4]. Поляризационная зависимость высокочастотной диэлектрической проницаемости, определяющей коэффициент отражения, приводит к поляризационной зависимости числа поглощенных фотонов, а следовательно, и фотоэлектрических явлений. Поляризационная зависимость фотоэлектрических явлений в кубических однодолинных полупроводниках может быть также связана с анизотропией функции генерации фотоэлектронов. Ранее наблюдались ее проявления на баллистическом этапе движения электронов от момента фоторождения до релаксации импульса в эффекте увлечения [5], объемном [6] и поверхностном [7] фотогальванических эффектах, а также в фотолюминесценции [8]. Изотропизованные фотоэлектроны, как полагалось, полностью «забывают» эту анизотропию и, следовательно, их вклад в проводимость не должен зависеть от поляризации. В [9, 10] было экспериментально показано, что это не так, и предложены механизмы поляризационно-зависимой фотопроводимости (ПЗФП) изотропизованных электронов, связанные с возникновением поляризационной зависимости средней энергии электронов при фоторождении и на баллистическом этапе движения. Это происходит соответственно при учете гофрированности валентной зоны и конечности импульса фотона или при разогреве тянущим полем электронов с анизотропной функцией генерации (оптическое выстраивание).

В данной работе изложена микроскопическая теория этих эффектов, учитывающая основные особенности релаксации энергии и импульса фоторожденных электронов в нелегированном GaAs при низких температурах. Полагается, что генерируемые светом частоты $\omega > \varepsilon_g/\hbar$ (ε_g — ширина запрещенной зоны) носители тока испускают оптические фононы с энергией $\hbar\Omega$ и попадают в пассивную область (ПО) зоны проводимости, где их кинетическая энергия $\varepsilon_{\mathbf{k}}^{c}$ меньше $\hbar\Omega$. В ПО происходит быстрая релаксация импульса при рассеянии на заряженных примесях и в дальнейшем электроны термализуются через испускание акустических фононов, опускаясь ко дну зоны. Вклад неравновесных дырок в фотопроводимость пренебрежимо мал из-за больших скоростей их термализации и последующего захвата [11].

1. Фотопроводимость горячих электронов при учете пространственной дисперсии

Феноменологическое выражение для тока, связанного с добавкой к фотопроводимости изотропизованных электронов при учете пространственной дисперии, имеет вид

$$j = (T_{ijkl} e_i e_j q_k q_l)\, E, \tag{1}$$

где $\mathbf{e}$, $\mathbf{q}$ — вектор поляризации и волновой вектор возбуждающего света; $\mathbf{E}$ — тянущее поле; T_{ijkl} — тензор 4-го ранга. В кристаллах класса T_d этот тензор имеет 3 независимых компоненты и описывает проявление кубической анизотропии в различных эффектах. Отметим, что к току с феноменологией (1) приводят также эффекты пространственной дисперсии в диэлектрической проницаемости через ПЗ отражение от поверхности кристалла [12]. Мы будем полагать интенсивность света в кристалле не зависящей от поляризации и рассмотрим дополнительный вклад в ПЗ фототок (1). Качественно этот вклад обусловлен зависимостью энергии фоторожденных электронов от направления за счет гофрированности валентной зоны. При изменении поляризации возбуждающего света изменяется относительное число электронов, рождающихся с различными направлениями импульса $\mathbf{k}$, тогда при учете добавки к энергии $\sim q^2$ средняя энергия электронов зависит от поляризации и относительная величина ее изменения пропорциональна $\lambda q^2/k^2$ (λ — безразмерный параметр гофрировки).

Функция генерации электрон-дырочных пар светом частоты в дипольном приближении (т. е. при пренебрежении в матричном элементе $\exp(i\mathbf{qr})$) есть

$$W^{\nu}_{\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h} = (2\pi)^{-2} \sum_{\alpha, \beta} (\mathbf{D}^{\nu}_{\alpha, \beta}(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h)\, \mathbf{E}_\omega)^2\, \delta(\varepsilon^{\nu}_{\mathbf{k}} - \Delta), \tag{2}$$

где $\mathbf{D}^{\nu}_{\alpha,\beta}(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h)$ — матричный элемент оператора дипольного момента межзонного перехода валентная подзона ν ($\nu = -1$ — зона тяжелых, $\nu = 0$ — спин-отщепленных, $\nu = 1$ — легких дырок)—зона проводимости, $\mathbf{E}_\omega$ — электрический вектор электромагнитной волны на частоте ω, $\mathbf{k}_e + \mathbf{k}_h = \mathbf{q}$, $\varepsilon^{\nu}_{\mathbf{k}} = \varepsilon^{e}_{\mathbf{k}_e} + \varepsilon^{h\nu}_{\mathbf{k}_h}$, $\varepsilon^{h\nu}_{\mathbf{k}_h}$ — кинетическая энергия дырки сорта ν, $\Delta = \hbar\omega - \varepsilon_g$, α, β — спиновые индексы электрона и дырки. При $q = 0$ $W_{\mathbf{k}} d\mathbf{k}$ представляет собой число электрон-дырочных пар с квазиимпульсом $\mathbf{k}$, $-\mathbf{k}$, рождаемых в единицу времени в объеме $\mathbf{k}$-пространства $d\mathbf{k}$. Микроскопическим проявлением кубической анизотропии является гофрированность дырочного гамильтониана [13], что приводит к анизотропии волновых функций и законов дисперсии дырок. Для нахождения связанной с гофрировкой добавки к функции генерации нужны лишь поправки к квадрату матричного элемента и законам дисперсии и не требуется знать явный вид дырочных волновых функций. При этом представляется удобным использовать аппарат проекционных операторов на состояния дырок [14], построенных из дырочных волновых функций. Расчет поправок сводится к вычислению шпуров произведений операторов. Гофрировку учтем в первом порядке по параметру $\lambda = 1.5\,[N^2 - (L-M)^2]/(L-M)^2$, где L, M, N — стандартные параметры зонной структуры. Поляризационно-зависимая добавка к функции генерации имеет вид

$$\Delta W^{\nu}_{\mathbf{k}} = \frac{3\varkappa I}{16\pi\hbar\omega\mu\nu} \frac{\lambda}{k^3} \left\{ -\nu \left[(\mathbf{ek})^2 \left(\frac{1}{3} - \frac{k_x^4 + k_y^4 + k_z^4}{k^4} \right) + \frac{2}{3} (e_x^2 k_x^2 + e_y^2 k_y^2 + e_z^2 k_z^2) \right] \times \right.$$
$$\left. \times\, \delta(\varepsilon^{\nu}_{\mathbf{k}} - \Delta) + (L - M) \frac{(\mathbf{ek})^2 k^2}{4} \left(1 - \frac{k_x^4 + k_y^4 + k_z^4}{k^4} \right) \delta'(\varepsilon^{\nu}_{\mathbf{k}} - \Delta) \right\} \tag{3}$$

где $\varkappa$, I — коэффициент поглощения и интенсивность света; μ_ν — приведенная масса электрона и дырки ν; $\mathbf{k}=\mathbf{k}_e$. Легко видеть, что при предположении $q=0$ усреднение (3) по направлениям $\mathbf{k}$ дает поляризационно-независимое выражение. Для получения ПЗ спектральной плотности функции генерации необходим учет конечности волнового вектора фотона. Учитывая члены второго порядка по q, получим

$$\left.\begin{aligned}
\Delta W_\varepsilon^\nu &= \sum_{i,j} q_i q_j \int d\mathbf{k}\,\delta\left(\varepsilon-\varepsilon_\mathbf{k}^e\right)\left(\frac{\partial^2}{\partial q_i \partial q_j}\Delta W_\mathbf{k}^\nu\right)_{q=0} = A\,[b\delta(\varepsilon-\varepsilon_0)+c\delta'(\varepsilon-\varepsilon_0)+\\
&\quad + d\delta''(\varepsilon-\varepsilon_0)+e\delta'''(\varepsilon-\varepsilon_0)];\\
A &= \frac{3}{32}\frac{\varkappa I}{\hbar\omega}\lambda\left(e_x^2 q_x^2+e_y^2 q_y^2+e_z^2 q_z^2\right), \qquad b=\nu\frac{23}{35\mu_\nu\varepsilon},\\
c &= \frac{2}{3}\left(L-M+\frac{6\nu}{5m_{h\nu}}\right), \qquad d=\frac{8}{21}\left(L-M+\frac{3\nu}{10m_{h\nu}}\right)\frac{\mu_\nu}{m_{h\nu}}\varepsilon,\\
e &= \frac{8(L-M)}{105}\left(\frac{\mu_\nu}{m_{h\nu}}\varepsilon\right)^2
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Здесь $m_{h\nu}$ — масса дырки сорта ν. Коэффициенты при $\delta^{(n)}$-функциях связаны с ПЗ добавками к различным моментам функций генерации: коэффициент при $\delta(\varepsilon-\varepsilon_0)$ — к числу частиц, при $\delta'(\varepsilon-\varepsilon_0)$ — к средней энергии, при $\delta''(\varepsilon-\varepsilon_0)$ — к ширине, при $\delta'''(\varepsilon-\varepsilon_0)$ — к параметру асимметрии энергетического распределения.

Термализация изотропизованных электронов описывается уравнением Фоккера—Планка

$$-\frac{1}{\varepsilon^{1/2}}\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\varepsilon^{3/2}\Gamma_{T\varepsilon}\rho_\varepsilon\right)=\Delta W_\varepsilon, \tag{5}$$

где $\Gamma_{T\varepsilon}$ — частота термализации, ρ_ε — спектральная плотность функции распределения фотоэлектронов f_k. В левой части (5) оставлен лишь член, описывающий динамическое торможение электронов в энергетическом пространстве; диффузией пренебрегаем, считая $T\partial\rho_\varepsilon/\partial\varepsilon \ll \rho_\varepsilon$, где T — температура решетки.

Асимметричная добавка к функции распределения, приводящая к току j, есть

$$f_\mathbf{k}^{as} = -\frac{e\mathbf{E}}{\Gamma_{1k}}\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}}\left(\frac{\rho_\varepsilon}{n(\varepsilon)}\right), \tag{6}$$

где $\mathbf{E}$ — тянущее поле, Γ_{1k} — частота релаксации первого момента функции распределения, $n(\varepsilon)$ — плотность состояний в зоне проводимости. Используя (4), (5), (6), получим ток фотоэлектронов

$$\begin{aligned}
\mathbf{j}^\nu &= -\varkappa\frac{I}{\hbar\omega}\frac{e^2}{m\Gamma_{T\varepsilon}\Gamma_{1\varepsilon}}\frac{\lambda q^2}{6\varepsilon_0}\left[(b\varepsilon_0-c)\,\Theta(\varepsilon_0)\,\Theta(\Omega-\varepsilon_0)+(c\Omega-2d)\,\delta(\Omega-\varepsilon_0)+\right.\\
&\quad\left.+(d\varepsilon_0+e)\,\delta'(\Omega-\varepsilon_0)+e\varepsilon_0\delta''(\Omega-\varepsilon_0)\right]\cos 2\varphi\mathbf{E},
\end{aligned} \tag{7}$$

$$\varepsilon_0=\frac{\mu_\nu}{m}\Delta-n\Omega, \qquad n=\mathrm{Int}\left(\frac{\mu_\nu}{m}\frac{\Delta}{\Omega}\right), \qquad \Theta(x\geqslant 0)=1, \qquad \Theta(x<0)=0.$$

Выражение (7) написано для случая, когда свет падает нормально на плоскость (110), ρ — угол между $\mathbf{e}$ и [001]. Первый член в квадратных скобках в (7) описывает спектральную зависимость тока в ПО, а остальные — пик на пороге испускания LO-фонона. Величина тока в ПО определяется ПЗ изменениями числа частиц ($\sim b$) и их средней энергии ($\sim c$). При толщине кристалла, большей глубины поглощения $\varkappa^{-1}$, весь свет, входящий в полупроводник, поглощается. Следовательно, полное число рождаемых частиц не зависит от поляризации. ПЗ добавки к числу частиц при этом связаны с перераспределением фоторожденных носителей между тяжелым и легким каналами. Поскольку энергии носителей, рождаемых в различных каналах, не совпадают, их добавочные вклады в ток ($\sim b$) не компенсируются.

Оценим отношение величины ПЗФП к поляризационно-независимой фотопроводимости горячих электронов. Плотность тока горячих электронов составляет $j = \varkappa\, (I/\hbar\omega) e^2 E / m \Gamma_{T\text{э}} \Gamma_{1\varepsilon}$. Имея в виду для GaAs $\varepsilon_g = 1.51$ эВ, $\hbar\Omega = 37$ мэВ, параметр гофрировки $\lambda \sim 0.3$ [15], $\Lambda = 2 \times 10^{-3}$ см [16] (при $\varepsilon_k^e \approx 30$ мэВ, $N_i = 5 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, N_i — концентрация заряженных примесей), получим $\alpha_1 \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Отметим, что эффекты пространственной дисперсии в высокочастотной диэлектрической проницаемости имеют порядок $(qa)^2$ [1], где a — параметр решетки, что составляет $2 \cdot 10^{-5}$, т. е. существенно меньше α_1.

ПЗ добавка к фотопроводимости изотропизованных электронов имеет дополнительную малость q/k по отношению к имеющему ту же поляризационную зависимость баллистическому эффекту увлечения [5]. Однако вследствие того, что в нелегированном полупроводнике при низких температурах для электронов в ПО $\Gamma_{T\text{э}}/\Gamma_{1\varepsilon} \gg 1$, число изотропизованных электронов много больше числа баллистических. Поэтому отношение указанных эффектов, составляющее $\gamma_1 \sim eEq/\Gamma_{T\varepsilon}\hbar k^2$, может быть не малым. Для проведения численной оценки учтем, что частота термализации электронов через испускание акустических фононов есть $\Gamma_{T\varepsilon} = 2\sigma^2 m^2 k / \hbar^3 \pi \rho$, где $\sigma \approx 5$ эВ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, $m = 0.06$, m_0 — эффективная масса электрона. Для электронов с энергией у потолка ПО получим относительную величину $\gamma_1 \approx \approx 1 \sim$ (при $E = 1$ В/см).

Для разделения ПЗФП изотропизованных электронов и эффекта увлечения можно применить нормальное к поверхности магнитное поле. При этом в (7) следует сделать замену $1/\varepsilon\Gamma_{T\text{э}}\Gamma_{1\varepsilon} \to \mathrm{Re} \langle 1/\varepsilon\Gamma_{T\varepsilon} (\Gamma_{1\varepsilon} + i\omega_c) \rangle$ [17], ω_c — циклотронная частота, а $\langle . \quad . \rangle$ подразумевает усреднение по ансамблю горячих электронов. Поскольку длина свободного пробега электронов до рассеяния импульса уменьшается с уменьшением энергии, то магнитное поле действует на изотропизованные электроны существенно слабее, чем на баллистические в эффекте увлечения.

2. Фотопроводимость при разогреве электронов тянущим полем

Поляризационная зависимость функции распределения изотропизованных электронов может возникать не только при фоторождении (как рассмотрено выше), но и на баллистическом этапе движения фотоэлектронов при учете их разогрева. Последний эффект существует и в отсутствие кубической анизотропии и связан с анизотропным импульсным распределением баллистических фотоэлектронов (оптическое выстраивание). Величина разогрева, т. е. добавка к средней энергии изотропизованных электронов зависит от угла между векторами поляризации света и тянущего поля. Связанную с разогревом ПЗ добавку к току изотропизованных электронов феноменологически можно представить как

$$\mathbf{j} = \chi (\mathbf{eE})^2 \mathbf{E}. \tag{8}$$

Магнитное поле приводит к повороту импульсного распределения баллистических фотоэлектронов. При этом поворачивается и поляризационная зависимость тока.

Исходное кинетическое уравнение имеет вид

$$\left(e\mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{k}, \mathbf{H}] \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} f_{\mathbf{k}} = I_{\mathrm{st}\,\mathbf{k}} + I_T + W_{\mathbf{k}}, \tag{9}$$

где $I_{\mathrm{st}\mathbf{k}}$, I_T — упругий и термализационный интегралы столкновений; $W_{\mathbf{k}}$ — функция генерации. Электрическое поле учтем по теории возмущений, а магнитное — точно. Член с магнитным полем в (9) по структуре сходен с упругим интегралом столкновений в τ-приближении. Действительно, разложив функцию распределения по сферическим гармоникам

(СГ) [18] в k-пространстве $Y_{lm}(\mathbf{k}/k)$ и выбрав ось z по $\mathbf{H}$, можно свести интеграл столкновений и член с магнитным полем к

$$I_{\mathrm{st}\,\mathbf{k}} = -\sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^{l} (\Gamma_{lk}\hat{1} + i\omega_c \hat{L}_z) f_{lm} = -\sum_l \hat{\Gamma}_l f_l, \tag{10}$$

где Γ_{lk} — частота упругой релаксации l-го момента функции распределения, L_z — оператор проекции углового момента в импульсном пространстве на ось z, $\hat{\Gamma}_l$ представляет собой матрицу с элементами

$$(\hat{\Gamma}_l)_{mm'} = (\Gamma_l + i\omega_c m)\,\delta_{mm'}, \tag{11}$$

которые описывают упругую релаксацию СГ с индексами l и m.

Функция генерации в предположении сферичности дырочных законов дисперсии и малости кинетической энергии по сравнению со спин-орбитальным расщеплением валентной зоны (при этом можно пренебречь перемешиванием состояний спин-отщепленных и легких дырок) при возбуждении линейно-поляризованным светом имеет вид [19]

$$W^{\nu}_{\mathbf{k}} = \frac{3\varkappa I}{8\hbar\omega\pi\mu_{\nu}k}\left[\frac{2-\nu}{3} + \nu\frac{(\mathbf{ke})^2}{k^2}\right]\delta(\varepsilon^{\nu}_{\mathbf{k}} - \Delta). \tag{12}$$

Разложив (12) на СГ

$$W^{\nu}_{\mathbf{k}} = \sum_{m=-2}^{2} C^{\nu}_{2m}(\mathbf{e})\,Y_{2m}(\mathbf{k}/k) + C^{\nu}_0 \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \tag{13}$$

и учтя разогрев электронов тянущим полем на баллистическом этапе релаксации, найдем приходный член в уравнение Фоккера—Планка

$$\Delta W^{\nu}_{\varepsilon} = -\int d\mathbf{k}\,\delta(\varepsilon - \varepsilon^{e}_{\mathbf{k}})\, e^2 \mathbf{E}\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}} \sum_{m=-1}^{1} \frac{1}{\Gamma_{1k} + im\omega_c}\left[\mathbf{E}\frac{\partial}{\partial\mathbf{k}} \sum_{n=-2}^{2} \frac{C^{\nu}_{2n}(\mathbf{e})}{\Gamma_{2k} + in\omega_c} Y_{2n}\left(\frac{\mathbf{k}}{k}\right)\right]_{1m} \tag{14}$$

где $[F]_{1m}$ подразумевает выделение СГ с $l=1$. При вычислениях в (14) представляется удобным использовать циклические координаты для e и E [18]. Используя (5) и (6), получим

$$j^{\nu}_{\mathbf{E}} = \varkappa\frac{I}{\hbar\omega}\frac{e^4}{m^2}\frac{E^3\nu}{2\varepsilon_0\Gamma_{1\varepsilon}\Gamma_{T\varepsilon}}\left\{\Theta(\varepsilon_0)\,\Theta(\Omega-\varepsilon_0)\left(1 - \frac{16}{15}\frac{m}{\mu_\nu}\right) + \frac{16}{15}\varepsilon_0\frac{m}{\mu_\nu}\delta(\Omega-\varepsilon_0)\right\}\times$$
$$\times 2\,\mathrm{Re}\left[\frac{(\cos\varphi - i\sin\varphi)^2}{(\Gamma_2 + 2i\omega_c)(\Gamma_1 + i\omega_c)}\right], \tag{15}$$

здесь φ — угол между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{e}$. При получении зависимости от магнитного поля предполагалось $\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$, падение света на кристалл нормальное. ПЗ изменение средней энергии при разогреве приводит к изменению времени термализации, вследствие чего общее число горячих электронов также поляризационно зависимо. Первый член в (15) (спектральная зависимость тока в ПО) связан с ПЗ изменениями числа частиц и их средней энергии, второй — с ПЗ изменением средней энергии. Поляризационная зависимость пропорциональна $\cos 2\varphi$ только при $H=0$, магнитное поле примешивает компоненту $\sim\sin 2\varphi$ (нечетную по H). Сходное явление (поворот поляризационной зависимости) известно в горячей фотолюминесценции [19]. В (15) учтено действие магнитного поля лишь на баллистические электроны. Учет действия поля на горячие электроны требует преобразования $\Gamma_{1\varepsilon}$ перед фигурной скобкой в (15), как указано в п. 1.

Отношение ПЗФП изотропизованных электронов при учете разогрева тянущим полем к поляризационно-независимой ФП составляет $\alpha_2 = (eE\Lambda)^2/\varepsilon^2$. Для указанных выше параметров GaAs и $E=1$ В/см получим $\alpha_2 \sim 4\cdot 10^{-3}$. Как и в п. 1, ПЗ добавка к фотопроводимости имеет на первый взгляд малость α_2 по отношению к баллистическому эффекту с той же поляризационной зависимостью — анизотропной ФП [17]. В действительности, в силу большого отношения числа изотропизованных электронов к числу баллистических относительная величина ПЗФП изотропизованных электронов есть $\gamma_2=\alpha_2\Gamma_{2\varepsilon}/\Gamma_{T\varepsilon}\approx 1$. ПЗ эффекты уверенно регистрируются при применении дифференциальных методик измерения [9, 20]. Выделение эффектов, связанных с оптическим выстраиванием, можно осуществить выбором освещаемой плоскости кристалла (связанные с кубической анизотропией эффекты отсутствуют для плоскостей (100) и (111)).

Таким образом, при интерпретации экспериментальных результатов по ПЗ фотоэлектрическим явлениям следует учитывать, что вклад изотропизованных электронов сравним с вкладом баллистических.

Авторы выражают благодарность В. Л. Альперовичу за полезные обсуждения.

Литература

[1] *Агранович В. М., Гинзбург В. Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.

[2] *Yu P. Y., Cardona M.* Sol. St. Commun., 1971, vol. 9, N 16, p. 1421—1423.

[3] *Seraphin B. O.* In: Semiconductors and Semimetals / Eds. R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y.: Acad. Press, 1971, vol. 2, p. 1—149.

[4] *Берковиц В. Л., Иванцов Л. Ф., Киселев В. А., Макаренко И. В., Минашвили Г. А., Сафаров В. И.* Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 11, с. 453—455.

[5] *Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д.* В кн.: Проблемы современной физики. Л., 1980, с. 173—185.

[6] *Белиничер В. И., Стурман Б. И.* УФН, 1980, т. 130, № 3, с. 415—458.

[7] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Новиков В. Н., Терехов А. С.* Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 10, с. 581—584.

[8] *Земский В. И., Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н.* Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, № 2, с. 96—99.

[9] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Мощенко С. П., Терехов А. С.* Тезисы X Всесоюзной конференции по физике полупроводников. Минск, 1985, ч. 1, с. 73—74.

[10] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Браславец А. В., Мощенко С. П., Терехов А. С.* Тезисы 12 совещания по теории полупроводников. Ташкент, 1985, ч. 1, с. 29—30.

[11] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Новиков В. Н., Терехов А. С.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 6, с. 2998—3011.

[12] *Aspnes D. E., Studna A. A.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 54, N 17, p. 1956—1959.

[13] *Бир Г. Л., Пикус Г. Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.

[14] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Новиков В. Н., Терехов А. С.* ФТТ, 1982, т. 24, № 3, с. 866—874.

[15] *Сейсян Р. П., Абдуллаев М. А., Дразнин В. Д.* ФТП, 1973, т. 7, № 4, с. 807—810.

[16] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Гусев Г. М., Новиков В. Н., Терехов А. С.* Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 8, с. 437—440.

[17] *Белиничер В. И., Новиков В. Н.* ФТП, 1981, т. 15, № 10, с. 1957—1964.

[18] *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 436 с.

[19] *Захарченя Б. П., Мирлин Л. Н., Перель В. И., Решина И. И.* УФН, 1982, т. 136, № 3, с. 459—499.

[20] *Альперович В. Л., Белиничер В. Н., Браславец А. В., Ефанов А. В., Мощенко С. П., Терехов А. С., Энтин М. В.* Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 10, с. 413—415.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
16 июня 1987 г.