

УДК 621.315.592

СПИНОВАЯ СТРУКТУРА ПОГРАНИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ И ЦИРКУЛЯРНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ

Кисин М. В.

Рассмотрены физические эффекты, позволяющие выделить пограничные состояния (ПС) на фоне остальных электронных состояний гетероструктуры. Показано, что спектр ПС, локализованных на гетерограницах CdTe—HgTe или CdTe— α -Sn, характеризуется полным снятием спинового вырождения и связью среднего спина и среднего импульса. Показана возможность спиновой поляризации электронной подсистемы продольным электрическим током. Предсказан циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) на оптических переходах с участием невырожденных пограничных состояний.

Введение. Наличие гетерограницы между полупроводниками, составляющими гетеропереход, способно вносить сильное возмущение в энергетический спектр носителей заряда даже в случае однотипной зонной структуры полупроводников гетеропары. Наиболее наглядно это проявляется в возможности существования в отдельном гетеропереходе двумерных подзон пограничных состояний (ПС), анализу которых посвящены в литературе ряд работ [1–6]. Волновая функция ПС представляет собой многозонную суперпозицию состояний, смешанных сильным возмущающим воздействием гетерограницы. В методе эффективной массы влияние резкой гетерограницы учитывается граничными условиями на огибающую волновой функции. Имеющаяся в настоящее время некоторая неопределенность в формулировке граничных условий метода огибающей не может, по-видимому, повлиять на принципиальную возможность существования ПС и отражает, скорее, отсутствие понимания связи микроструктуры границы раздела с условиями крупномасштабной локализации волновой функции ПС в поперечном к плоскости границы направлении.

Несмотря на значительное число теоретических работ, посвященных анализу спектра ПС, прямых доказательств их существования в настоящее время нет. Среди гетеропар наиболее перспективными в плане экспериментального исследования являются гетеропереходы с бесщелевым полупроводником (БП), например, гетероструктуры CdTe—HgTe (или α -Sn). Считается, в частности, что в сверхрешетках на их основе низшая электронная подзона формируется именно из ПС [7]. Однако в сверхрешетках пограничный характер волновых функций проявляется лишь косвенно, через модификацию эффективной массы носителей заряда. Между тем, ПС свойственна определенная специфика, выделяющая их на фоне остальных электронных состояний гетероструктуры. Как правило, спектр ПС является невырожденным, что согласуется с отсутствием на гетерогранице инверсионной симметрии. В особенности это касается гетеропар с БП типа HgTe, а также с другими полупроводниками, в состав которых входят атомы тяжелых элементов (гетеропереходы PbTe—SnTe, Bi—Sb и другие). В таких полупроводниках спин-орбитальное взаимодействие вносит значительный

вклад в формирование зонных параметров, поэтому скачок какого-либо параметра, например ширины запрещенной зоны E_g , на границе раздела может привести к сильному спиновому расщеплению спектра [8, 9]. Образование невырожденных ПС является фактически примером такого спинового расщепления, когда условия локализации выполняются только для одной из волновых функций, входящих при данном квазиимпульсе K в спиновой дублет состояний. Остающиеся в системе крамерово вырождение, связанное с симметрией относительно обращения знака времени, приводит к корреляции спинового состояния электрона в ПС с направлением его двумерного импульса K :

$$E_{\uparrow}(K) = E_{\downarrow}(-K). \quad (1)$$

Данный факт является основным при анализе эффектов, специфических для ПС. Так, например, из (1) с очевидностью следует возможность спиновой поляризации двумерной электронной подсистемы ПС продольным электрическим током. Отметим, что изменение оптической активности, связанное с ориентацией носителей током, наблюдалось в экспериментах на теллуре [10], верхняя валентная зона которого также характеризуется полным снятием спинового вырождения. Для экспериментального исследования, однако, более удобным представляется циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ) [11] на оптических переходах с участием невырожденных состояний. Возможность появления ЦФГЭ при этом также связана с условием (1). Действительно, в силу закона сохранения углового момента поглощение циркулярно поляризованного света в полупроводниках должно сопровождаться переворотом спина носителя заряда. Если же в электронном энергетическом спектре полупроводника имеется невырожденная по спину ветвь $E_{\uparrow}(K)$, то очевидно, что вероятность оптического дипольного перехода в состояния невырожденного спектра с противоположными K будет различной, что приведет к возникновению фототока даже в отсутствие внешнего электрического смещения. При обращении циркулярной поляризации света направление фототока ЦФГЭ меняется на обратное. Это дает простую возможность идентификации невырожденных ПС на фоне остальных состояний.

Следует заметить, что наряду с формированием ПС в гетероструктурах может также иметь место значительно более слабое спиновое расщепление электронного спектра, описываемое, например, для состояний дна зоны проводимости следующим феноменологическим гамильтонианом [12]:

$$H = \frac{K^2}{2m_c} + \alpha \sigma [K \times n]; \quad E_{\uparrow, \downarrow} = \frac{K^2}{2m_c} \pm \alpha K. \quad (2)$$

Здесь и дальше σ — матрицы Паули, n — нормаль к гетерогранице в сторону БП. Все рассматриваемые далее эффекты могут иметь место и в условиях невырожденного спектра типа (2) (см. также [13]), однако при этом их величина будет содержать малую константу эффективной спин-орбитальной связи α . Как правило, при типичных уровнях заполнения двумерных подзон величина спинового расщепления на уровне Ферми αK_F много меньше энергии Ферми E_F , поэтому далее при описании ПС поправки в спектр типа (2) учитываться не будут.

1. Спиновая структура простейших ПС

Гетеропереходы CdTe—HgTe (CdTe— α -Sn) для целей нашего анализа оказываются удобны тем, что дают возможность построить простую аналитическую модель ПС. Ограничимся для этого рассмотрением ПС в небольшом энергетическом интервале вблизи уровня Ферми, который в такой системе связан с потолком валентной зоны БП (представление Γ_8) и проходит глубоко в запрещенной зоне CdTe ($\Delta_v \sim 350$ мэВ). Проникновением волновой функции ПС под барьер можно

пренебречь, считая ее целиком сосредоточенной в БП. Гамильтониан Латтинжера, описывающий спектр носителей заряда в представлении Γ_8 , следует в этом случае дополнить нулевыми граничными условиями на каждую из четырех компонент огибающей Ψ . Именно к нулевым граничным условиям сводится в данном случае условие непрерывности потока волновой функции через гетерограницу, используемое обычно в методе огибающей. Для определения спиновой поляризации ПС удобно выбрать систему координат с осями $x \parallel \pi$ и $y \parallel K$, в которой аналогично (2) будет расщепляться спиновые состояния с противоположной z -поляризацией. Поскольку $p_z \Psi \equiv 0$, гамильтониан Латтинжера H_L приводится к субдиагональному виду

$$H_L = \frac{1}{2m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) p^2 - 2\gamma (pJ)^2 \right] = \begin{bmatrix} H_1 & 0 \\ 0 & H_{-1} \end{bmatrix};$$

$$H_\mu = \frac{1}{2m_0} \begin{bmatrix} (\gamma_1 + \gamma) p^2 & \sqrt{3} \gamma p^2_{-\mu} \\ \sqrt{3} \gamma p^2_\mu & (\gamma_1 - \gamma) p^2 \end{bmatrix};$$

$$p = -i\hbar \nabla; \quad p_\mu = p_x + i\mu p_y. \quad (3)$$

В качестве базиса представления Γ_8 используются четыре вырожденные собственные функции оператора J углового момента $3/2$, взятые в следующем порядке:

$$\left| \frac{3}{2} \right\rangle = \frac{(X + iY) \uparrow}{\sqrt{2}}; \quad \left| -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{(X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow}{\sqrt{6}};$$

$$\left| -\frac{3}{2} \right\rangle = \frac{(X - iY) \downarrow}{\sqrt{2}}; \quad \left| \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{(X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow}{\sqrt{6}}. \quad (4)$$

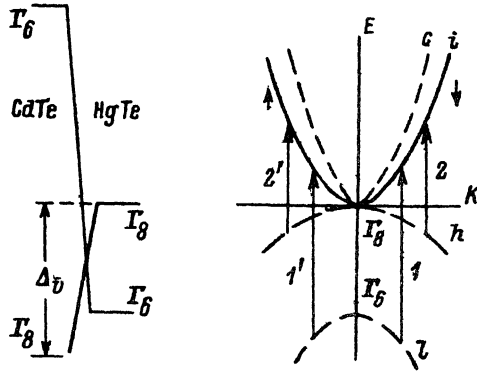
В результате матрицы J_a факторизуются в виде прямого произведения

$$J_a = \sigma_a \otimes j_a; \quad j_x = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & -1 \end{bmatrix}; \quad j_y = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & 1 \end{bmatrix}; \quad j_z = \begin{bmatrix} \frac{3}{2} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{2} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

Квантовое число $\mu = \pm 1$ является собственным значением оператора Σ_{xy} зеркального отражения в плоскости вektоров π и K (плоскость xy), который можно представить через произведение операторов инверсии I и поворота на угол π вокруг оси z . В базисе (4) это дает

$$\Sigma_{xy} = IR_{z\pi} = -E_4 \exp(iJ_z \pi) = i\sigma_z \otimes E_2, \quad (6)$$

где E_4 (E_2) — единичная матрица соответствующей размерности. Таким образом, первая и вторая пары состояний в (4) имеют противоположную четность μ . Блочная диагональность гамильтониана (3) соответствует сохранению четности μ в данной геометрии задачи [14], при этом нулевые граничные условия также не приводят к смешиванию спиновых состояний с разной четностью μ . Это, впрочем, будет касаться любых граничных условий метода огибающей, использующих только параметры объемных гамильтонианов и не затрагивающих микроструктуру границы раздела. Если плоскость (xy) является также плоскостью симметрии кристалла, то предположение о сохранении граничными условиями четности μ является вполне допустимым. В противном случае соответствующий параметр смешивания следует, по-видимому, вводить в теорию феномено-



Энергетическая диаграмма гетероперехода CdTe—HgTe и схема оптических переходов, вызывающих ЦФГЭ.

Штриховая линия — законы дисперсии носителей заряда в объеме бесщелевого полупроводника, сплошная — спектр невырожденных пограничных состояний.

логически. В рассматриваемом простом случае решение существенно упрощается. ПС имеют параболический закон дисперсии электронного типа $E_i(K)$ [15], схематически представленный на рисунке. Двукратно вырожденные объемные ветви спектра электронов и тяжелых дырок

$$E_c = \frac{1}{2m_0}(\gamma_1 + 2\gamma) K^2 = \frac{K^2}{2m_c}; \quad E_b = \frac{1}{2m_0}(\gamma_1 - 2\gamma) K^2 = -\frac{K^2}{2m_h} \quad (7)$$

показаны на рисунке штрихами (в БП $2\gamma > \gamma_1$). При $K_y > 0$ ПС существуют только для одного знака $\mu = +1$. Для выбранного расположения слоев гетероперехода вторая субматрица гамильтониана H_{-1} дает решения в виде ПС только при $K_y < 0$. Спектр ПС таким образом невырожден, а найденные волновые функции ПС $\Psi_i^{(\mu)}$ в соответствии с (1) образуют кramerсов дублет состояний, т. е. переходят друг в друга при обращении времени:

$$\Psi_i^{(-\mu)}(-K_y) = \mu T \Psi_i^{(\mu)}(K_y). \quad (8)$$

Здесь

$$\Psi_i^{(\mu)} = \frac{1}{\sqrt{1+C^2}} \psi^{(\mu)} (e^{-q_c x} - e^{-q_h x}) e^{iK_y y};$$

$$\psi^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ -C \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \psi^{(-1)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ -C \end{pmatrix}; \quad (9)$$

$$C = \frac{\sqrt{3} + \sqrt{\beta}}{1 - \sqrt{3\beta}}; \quad q_c = \frac{\mu K_y}{2}(1 + \sqrt{3\beta}); \quad q_h = \frac{\mu K_y}{2} \left(\sqrt{\frac{3}{\beta}} - 1 \right); \quad \beta = \frac{m_c}{m_h},$$

а оператор обращения времени в базисе (4) имеет вид

$$T = -i\sigma_y \otimes E_2 \mathcal{K}, \quad (10)$$

где \mathcal{K} — оператор комплексного сопряжения.

Рассмотрим спиновую структуру полученных решений и оценим величину спиновой поляризации потока электронов в ПС. В случае параболического спектра спиновая поляризация потока будет определяться средним значением спина

в отдельном ПС (s). В модели (3) матричный оператор J играет роль спина квазичастицы, поскольку оператор $[r \times p] + J$ коммутирует с гамильтонианом H_L . Воспользовавшись представлением (5), найдем среднее значение J в ПС (9):

$$\langle J_x \rangle = \langle J_y \rangle = 0; \quad \langle J_z \rangle = -\text{sign}(K_y) \sqrt{\beta} \frac{\sqrt{3} - \sqrt{\beta}}{1 + \beta}. \quad (11)$$

При повороте вектора K на угол θ в плоскости гетерограницы

$$\langle J_z \rangle_\theta = \langle J_z \rangle_{\theta=0} \cos \theta; \quad \langle J_y \rangle_\theta = \langle J_z \rangle_{\theta=0} \sin \theta.$$

Экстремальное значение $\langle J_z \rangle = 0.5$ при $\beta = 1/3$. В HgTe $\beta = 0.063$ и $\langle J_z \rangle = 0.35$. В α -Sn $\beta = 0.14$ и $\langle J_z \rangle = 0.45$. Величина $\langle J_z \rangle$, однако, не характеризует истинную спиновую поляризацию, поскольку, согласно (4), включает в себя также среднее значение микроскопического орбитального момента дырки. Спиновую

поляризацию $\left\langle \frac{\sigma_z}{2} \right\rangle$ найдем, проводя усреднение по орбитальным частям базисных функций в (4). Получим, например, для $\theta = 0$

$$\left\langle \frac{\sigma_x}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{\sigma_y}{2} \right\rangle = 0; \quad \left\langle \frac{\sigma_z}{2} \right\rangle = \frac{1}{3} \langle J_z \rangle. \quad (12)$$

Какая из величин, $\langle J_z \rangle$ или $\left\langle \frac{\sigma_z}{2} \right\rangle$, будет играть роль спина $\langle s \rangle$, зависит от

исследуемого эффекта и от конкретной схемы эксперимента. Например, в структуре типа планарного полевого транзистора, содержащей ферромагнитные контакты истока и стока, намагниченные вдоль оси z и играющие роль поляризатора и анализатора, неважность в передаче тока будет определяться, по-видимому,

истинной спиновой поляризацией $\left\langle \frac{\sigma_z}{2} \right\rangle$, сохраняющей свою величину при

инъекции носителей заряда из намагниченных контактов [16]. Величина такой неважности в низкоомных гетероструктурах, содержащих полуметалл HgTe, будет незначительна из-за шунтирования ПС неполяризованными объемными состояниями. Поэтому для идентификации невырожденных ПС предпочтительны оптические эксперименты с поглощением циркулярно поляризованного света, в которых основную роль должен играть спин квазичастицы J . Отметим, что, как следует из (11) и в соответствии с (1), среднее значение спина ПС $\langle s \rangle$ скоррелировано с направлением двумерного импульса K , так что векторы s , K и n образуют правую тройку.

2. ЦФГЭ на пограничных состояниях

Возможность ЦФГЭ на пограничных состояниях гетероструктуры обусловлена различием вероятности оптического перехода в состоянии с противоположными импульсами K , т. е. конкуренцией между переходами I и I' (межзонные переходы $\Gamma_6 - \Gamma_8$) или 2 и $2'$ (внутризонные переходы $\Gamma_8 - \Gamma_8$) (см. рисунок). Эффективность фотовозбуждения можно при этом качественно охарактеризовать параметром анизотропии оптического поглощения

$$\eta = \frac{M(K) - M(-K)}{M(K) + M(-K)}; \quad M_{ij} = \left| \left\langle \Psi_i \left| \frac{ep}{m_0} \right| \Psi_j \right\rangle \right|^2. \quad (13)$$

Здесь M_{ij} — квадрат матричного элемента для соответствующего дипольного перехода. Значение величины η , усредненной по направлениям двумерного К, по своему физическому смыслу аналогично внутреннему квантовому выходу фотоэффекта и будет в этой роли использоваться нами в оценке фототока по пограничным состояниям. Следует отметить, что механизм ЦФГЭ в данном случае близок к рассмотренному в работе [17] для теллура, где анизотропия оптического возбуждения обусловлена невырожденным характером валентной зоны.

Найдем величину η для межзонных ($\Gamma_6 - \Gamma_8$) и внутризонных ($\Gamma_8 - \Gamma_8$) переходов. В первом случае вероятность перехода определяется матрицей оператора скорости для межзонного дипольного перехода $P\hat{A}_{ij} = \left\langle i \left| \frac{e\mathbf{p}}{m_0} \right| j \right\rangle$, взятой на базисных состояниях представлений Γ_6 и Γ_8 . Здесь \mathbf{e} — вектор поляризации света, а $P = \left\langle Z \left| \frac{P_z}{m_0} \right| iS \right\rangle$ — кейновский межзонный матричный элемент скорости. Поскольку значение P берется из эксперимента, можно считать, что в его определение входит и член, происходящий от спин-орбитального взаимодействия. Выбрав для представления Γ_6 базис ($iS \uparrow$; $iS \downarrow$), получим следующие ненулевые элементы матрицы A размерности 4×2 :

$$\begin{aligned} A_{11} &= A_{32}^* = \frac{e_-}{\sqrt{2}}; & A_{21} &= A_{42}^* = \frac{e_+}{\sqrt{6}}; \\ A_{41} &= -A_{22} = \sqrt{\frac{2}{3}} e_z, & e_{\pm} &= e_x \pm ie_y. \end{aligned} \quad (14)$$

Вырожденные состояния зоны Γ_6 при $\mathbf{K} \parallel y$ и $K_y > 0$ возьмем в виде обычного спинового дублета

$$\Psi_l \sim \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} \exp i(K_y y + k_x x). \quad (15)$$

Волновая функция ПС для $\mathbf{K} \parallel y$ приведена в (9), где невырожденный характер спектра обеспечивается условием существования ПС для данного направления импульса $\mu K_y > 0$. Входящий в оптический матричный элемент интеграл перекрытия x -огигающих волновых функций (9) и (15) выделяет переходы из состояний l -зоны с $k_x \sim 0$. В соответствии с (13) данный интеграл не влияет на величину параметра анизотропии η , хотя полная эффективность фотовозбуждения, безусловно, должна зависеть от перекрытия x -огигающих, особенно в рассматриваемом далее случае внутризонных переходов. Для качественного анализа эффекта, однако, достаточно будет ограничиться рассмотрением наиболее эффективных переходов из состояний с $k_x \sim 0$. Для состояний с произвольным направлением двумерного импульса \mathbf{K} , составляющего угол θ с осью y , волновые функции получаются из (9), (15) с помощью матриц конечных вращений спина $3/2$ (представление Γ_8) и спина $1/2$ (представление Γ_6) вокруг оси x . В выбранных базисах эти матрицы имеют вид

$$\begin{aligned} D_{1/2}(\theta) &= \begin{bmatrix} c & ia \\ ia & c \end{bmatrix}; & c &= \cos \frac{\theta}{2}; & a &= \sin \frac{\theta}{2}; \\ D_{3/2}(\theta) &= \begin{bmatrix} cd_1 & iad_2 \\ iad_2 & cd_1 \end{bmatrix}; & d_1(\theta) &= \begin{bmatrix} c^2 & \sqrt{3} a^2 \\ \sqrt{3} a^2 & c^2 - 2a^2 \end{bmatrix}; \end{aligned}$$

$$d_2(\theta) = \left[\frac{a^2}{\sqrt{3} e^2} a^2 - 2c^2 \right]. \quad (16)$$

В частности, поворот на угол $\theta = \pi$ преобразует состояния $\Psi_i^{(\mu)}(\mathbf{K})$ и $\Psi_i^{(-\mu)}(-\mathbf{K})$ друг в друга. В результате, рассчитав по формулам (13) величину M_{ij} для переходов, вызванных светом с циркулярной поляризацией e_{\pm} , получим

$$\eta_{ij}^{(+)}(\theta) = \frac{(C^2 - 3) \cos \theta}{C^2 + 3 + \left[\frac{3}{2} (C^2 - 1) - C\sqrt{3} \right] \sin \theta} = -\eta_{ij}^{(-)}(\theta). \quad (17)$$

Как и следовало ожидать, наиболее эффективны переходы в ПС с экстремальными значениями проекции спина $\langle s_z \rangle$ на направление распространения света z , т. е. переходы в ПС с $\mathbf{K} \parallel y$ ($\theta = 0$). Для HgTe $\eta_{ij}^{(+)}(0) = 0.61$. Теперь, чтобы оценить фототок i_{Φ} межзонного ЦФГЭ по порядку величины, можно взять типичное для слоя двумерных электронов (имеющих $k_x \sim 0$) значение коэффициента поглощения при межзонных переходах $\alpha_0 \sim 10^{-3}$ 1/слой. В HgTe переходам $\Gamma_6 - \Gamma_8$ соответствует $\hbar\omega \sim 0.3$ эВ, и, взяв характерные значения падающей световой мощности $W \sim 10^{-6}$ Вт, времени жизни и скорости носителей соответственно $\tau \sim 10^{-6}$ с и $v \sim 10^7$ см/с, а также расстояние между токовыми контактами $L \sim 10^{-3}$ см, получим оценку тока по пограничным состояниям:

$$i_{\Phi} \sim \eta_{ij}^{(0)} \alpha_0 \frac{W}{\hbar\omega} \frac{qv\tau}{L} \sim 10^{-5} \text{ А}.$$

Очевидно, что кроме рассмотренного поглощения часть мощности будет также тратиться на переходы в зону проводимости БП. Они, однако, не создают суммарного тока в силу полной изотропии такого фотовозбуждения в плоскости гетерограницы.

В отличие от ЦФГЭ в теллуре [17] в рассматриваемых гетеропереходах эффект может иметь место также и на внутризонных переходах $\Gamma_8 - \Gamma_8$. По сравнению с межзонным эффектом ЦФГЭ на внутризонных переходах должен иметь малость порядка $(K/m_0P)^2$, поскольку оптический матричный элемент M_{ij} определяется в этом случае оператором скорости $\mathbf{v} = \nabla_p H_L(\mathbf{p}) \sim K/m_0 \ll P$. В модели Латтинжера (3) оператор скорости имеет вид

$$\mathbf{v} = \frac{1}{m_0} \left\{ \left(\gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma \right) \mathbf{p} - \gamma [\mathbf{J}(\mathbf{p}\mathbf{J}) + (\mathbf{p}\mathbf{J})\mathbf{J}] \right\}. \quad (18)$$

Используя представление (5), приходим к эрмитовой матрице внутризонного дипольного перехода $\frac{1}{m_0} \hat{B}_{ij} = \langle i | (\mathbf{e}\mathbf{v}) | j \rangle$ размерности 4×4 с отличными от нуля элементами ($p_{\pm} = p_x \pm ip_y$):

$$\begin{aligned} B_{11} &= B_{33} = \frac{1}{2} (\gamma_1 + \gamma) (e_+ p_- + e_- p_+) + (\gamma_1 - 2\gamma) e_z p_z; \\ B_{22} &= B_{44} = \frac{1}{2} (\gamma_1 - \gamma) (e_+ p_- + e_- p_+) + (\gamma_1 + 2\gamma) e_z p_z; \\ B_{12} &= B_{34}^* = \sqrt{3} \gamma e_- p_-; \\ B_{23} &= -B_{14} = \sqrt{3} \gamma (e_- p_z + e_z p_-). \end{aligned} \quad (19)$$

Остальные элементы определяются эрмитовостью матрицы \hat{V} . Как и при межзонном ЦФГЭ, наиболее эффективными являются переходы из состояний h -зоны с $k_x \sim 0$ и $K \parallel y$. В вырожденной h -зоне волновые функции таких состояний в базисе (4) могут быть взяты в виде, аналогичном (15), со спиновыми частями $(1, \sqrt{3}, 0, 0)$ и $(0, 0, 1, \sqrt{3})$, являющимися собственными функциями субматриц H_μ в (3). Данная пара волновых функций связана операциями инверсии и обращения времени $\Psi_h^{(-\mu)}(K_y) = \mu T \Gamma \Psi_h^{(\mu)}(K_y)$ и может рассматриваться как спиновой дублет состояний, хотя, как нетрудно видеть, среднее значение всех компонент спина квазичастицы в этих состояниях равно нулю $\langle J_{x,y,z} \rangle = 0$. Рассчитав в качестве примера матричный элемент $\langle \Psi_{i1}(eV) | \Psi_{ih} \rangle$ для поляризации e_+ в (19), получим

$$M_{ih}(\theta = 0) \sim [(\gamma_1 + \gamma) + C\sqrt{3}(3\gamma - \gamma_1)]^2;$$

$$M_{ih}(\theta = \pi) \sim [(5\gamma - \gamma_1) + C\sqrt{3}(\gamma_1 - \gamma)]^2,$$

откуда, подставив в (13), найдем для HgTe характерную величину анизотропии фотовозбуждения для наиболее эффективных переходов между состояниями с $K \parallel y$: $\eta_{ih}^{(+)}(0) = 0.26$.

Поглощение линейно поляризованного света не меняет спинового состояния носителей заряда, поэтому в соответствии с (1) оптические переходы в ПС $\Psi_i^{(\mu)}(\mathbf{K})$ и $\Psi_i^{(-\mu)}(-\mathbf{K})$ из соответствующих крамерсово-сопряженных пар состояний h - или l -зоны будут равновероятны. Таким образом, переходы с поглощением линейно поляризованного света поляризации e_z (а также e_x или e_y) не вызывают анизотропии фотовозбуждения и не приводят к появлению фототока ЦФГЭ.

В заключение заметим, что для наблюдения пограничных состояний отдельный гетеропереход может оказаться не лучшим объектом исследования. Спиновая поляризация ПС и связанный с нею ЦФГЭ могут проявляться сильнее в многослойных структурах (квантовых ямах) хотя бы в силу простой аддитивности эффекта. При этом управление спиновой поляризацией пограничных состояний в квантовой яме может осуществляться не продольным током, а с помощью поперечного электрического поля (что, кстати, имеет и некоторые преимущества, например существенно меньшую инерционность). Действительно, восстановление инверсионной симметрии в квантовой яме подразумевает, что ПС с противоположной спиновой поляризацией и с тем же двумерным импульсом \mathbf{K} реализуются на второй гетерогранице структуры. Волновые функции компонент такого спинового дублета будут связаны произведением операторов инверсии и обращения времени $\Psi_{лев}^{(\mu)}(\mathbf{K}) = T \Gamma \Psi_{прав}^{(-\mu)}(\mathbf{K})$, при этом максимумы спиновой плотности оказываются пространственно разделены. Токперенос вдоль слоев такой симметричной гетероструктуры не сопровождается спиновой поляризацией. Ясно, однако, что поперечное электрическое поле, индуцированное, например, дополнительным затворным барьером Шоттки, будет приводить к снятию восстановленного в яме вырождения и к спиновой поляризации потока электронов вдоль структуры (от истока к стоку) или же к появлению ЦФГЭ в данной структуре. Квантовый размерный эффект при этом может дать возможность отстроиться от влияния неполяризованных объемных состояний s -зоны БП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Волков Б. А., Панкратов О. А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 4. С. 145—148.
- [2] Yia-Chung Chang, Shulman J. N., Bastard G., Guldner Y., Voos M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 4. P. 2557—2560.
- [3] Сурис Р. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2008—2015.
- [4] Agassi D., Korenman V. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10095—10106.
- [5] Райчев О. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1226—1229.

- [6] Кисин М. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 292—296; 1990. Т. 24. В. 11. С. 1983—1986.
- [7] Meyer J. R., Bartoli F. J., Hoffman C. A., Shumlan J. N. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 17. P. 12457—12464.
- [8] Васько Ф. Т. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. В. 9. С. 574—577.
- [9] Волков В. А., Пинскер Т. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 6. С. 1756—1759.
- [10] Воробьев Л. Е., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. и др. // Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29. В. 8. С. 485—489.
- [11] Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. 1980. Т. 130. В. 3. С. 415—458.
- [12] Бычков Ю. А., Рашба Э. И. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 2. С. 66—69.
- [13] Ивченко И. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В. 3 (9). С. 989—1002.
- [14] Алешкин В. Я., Романов Ю. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. В. 11. С. 1857—1862.
- [15] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. В. 2. С. 115—118.
- [16] Кеслер И. Поляризованные электроны. М., 1988. 368 с.
- [17] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 27. В. 11. С. 640—643.

Институт радиотехники и электроники
РАН
Саратовский филиал

Получена 1.04.1991
Принята к печати 18.07.1991