

## ОПТИЧЕСКАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Е.Л.Ивченко, П.С.Копьев, В.П.Кочерешко,  
И.Н.Уральцев, Д.Р.Яковлев

Исследовано влияние продольного и поперечного магнитного поля на оптическую ориентацию спинов свободных носителей в сверхрешетке GaAs/AlGaAs. Возрастание степени спиновой поляризации фотоэлектронов в классическом продольном магнитном поле объясняется подавлением спиновой релаксации, обусловленной линейным по  $k$  расщеплением электронной минизоны.

В настоящей работе впервые осуществлена оптическая ориентация свободных носителей в полупроводниковых сверхрешетках с трехмерными минизонами. Исследовалась циркулярная поляризация фотолюминесценции зона проводимости – акцептор <sup>1</sup> в сверхрешетке, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии и состоящей из 50 двойных слоев GaAs и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ( $x \approx 0,35$ ) с периодом  $30 \div 60 \text{ \AA}$ .

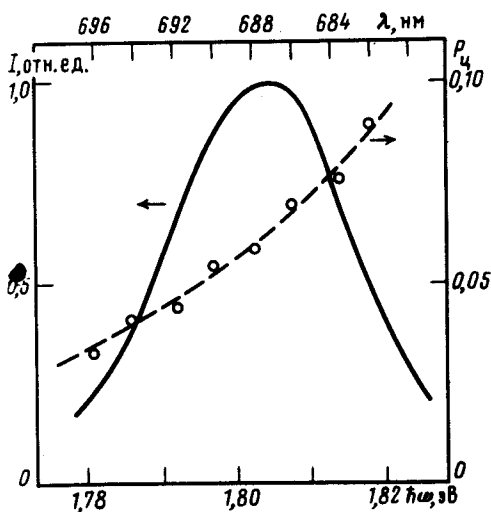


Рис. 1

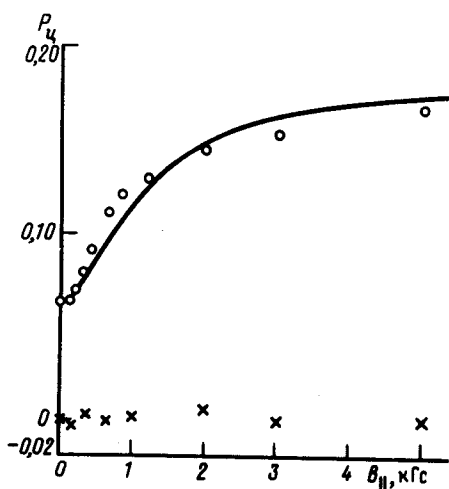


Рис. 2

Рис. 1. Спектральная зависимость интенсивности  $I$  и степени циркулярной поляризации  $P_c$  фотолюминесценции сверхрешетки GaAs/AlGaAs с периодом  $\sim 30 \text{ \AA}$  при циркулярно поляризованном возбуждении ( $T = 1,6 \text{ K}$ )

Рис. 2. Изменение в продольном магнитном поле циркулярной поляризации фотолюминесценции в максимуме полосы зона-акцептор.  $\circ - P_c^\sigma$ ,  $\times - P_c^H$ , сплошная кривая – расчет  $P_c^\sigma$  при  $\tau_p = 13 \text{ пс}$

На рис. 1 представлены спектральные зависимости интенсивности и степени циркулярной поляризации  $P_c$  люминесценции, полученные при возбуждении циркулярно поляризованным светом криптонового лазера с  $\hbar\omega = 1,916 \text{ эВ}$  при  $T = 1,6 \text{ K}$ . Для определения времен релаксации, контролирурующих оптическую ориентацию свободных носителей, были измерены зависимости  $P_c$  от магнитного поля, продольного (рис. 2) и поперечного (рис. 3) по отношению к направлению возбуждающего луча, которое совпадало с главной осью структуры

$z \parallel [001]$ . В продольном поле отдельно определялись вклад в  $P_{\square}$  оптической ориентации  $P_{\square}^{\sigma} = [P_{\square}(\sigma_{+}, B_{\parallel}) - P_{\square}(\sigma_{-}, B_{\parallel})] / 2$  и сигнал магнитной циркулярной поляризации люминесценции  $P_{\square}^{H^{+}} = [P_{\square}(\sigma_{+}, B_{\parallel}) + P_{\square}(\sigma_{-}, B_{\parallel})] / 2$ .

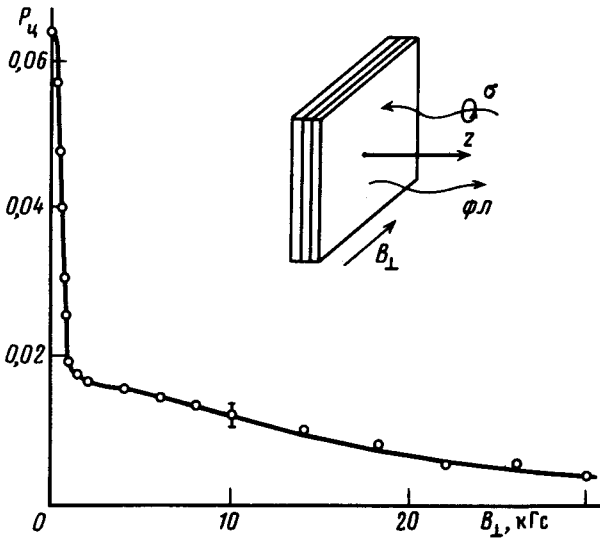


Рис. 3. Изменение в поперечном магнитном поле циркулярной поляризации в максимуме полосы фотолуминесценции. На вставке показана схема эксперимента

Возрастание циркулярной поляризации  $P_{\square}^{\sigma}$  в классическом магнитном поле естественно связать с ослаблением спиновой релаксации фотоэлектронов. Как показано в <sup>2</sup>, в кристаллах  $A_3B_5$  в поле  $B_{\parallel} [001]$  или  $[111]$  эффективно подавляется прецессионный механизм спиновой релаксации Дьяконова — Переля, связанный с кубическим по волновому вектору  $k$  вкладом  $(A/2) \vec{\sigma} [k \times \vec{\pi}]$  в эффективный гамильтониан электронов ( $\pi_j = k_{j+1} k_{j+2}$ ). Изучение этого подавления в опытах по оптической ориентации позволило определить время релаксации фотоэлектронов по импульсу и коэффициент  $A$  в кристаллах GaAs (см. <sup>3</sup>). По сравнению с объемным кристаллом класса  $T_d$  симметрия исследуемой системы понижена (класс  $D_{2d}$ ) и спиновое расщепление зоны проводимости содержит линейный по  $k_{\perp}$  вклад:  $\Delta E = \beta k_{\perp}$  ( $k_{\perp}$  — составляющая волнового вектора в плоскости интерфейса). Для одиночных квантовых ям коэффициент  $\beta$  рассчитывался в <sup>4, 5</sup>. Как и для одиночной ямы, в сверхрешетке с осью  $z \parallel [001]$  продольное ( $\tau_{s1}^e$ ) и поперечное ( $\tau_{s2}^e$ ) времена спиновой релаксации электронов связаны соотношением  $\tau_{s2}^e = 2\tau_{s1}^e$ . Циклотронное вращение электронов в поле  $B \parallel z$  приводит к усреднению деполаризующего действия расщепления спиновых веток и зависимость  $\tau_{s1}^e$  от  $B_{\parallel}$  описывается выражением

$$\frac{1}{\tau_{s1}^e(B_{\parallel})} = \left( \frac{\beta}{\hbar} \right)^2 \left\langle \frac{k_{\perp}^2 \tau_p}{1 + (\Omega_c \tau_p)^2} \right\rangle. \quad (1)$$

Здесь  $\Omega_c = eB/m_{\perp}c$ ,  $m_{\perp}$  — эффективная масса при движении электронов вдоль слоев,  $\tau_p$  — время релаксации по импульсу, угловые скобки означают усреднение по стационарной функции распределения фотоэлектронов.

Наблюдаемую зависимость  $P_{\square}(B_{\perp})$  можно объяснить, предположив, что частично поляризованы по спину не только фотоэлектроны, но и неравновесные дырки на акцепторах. В этом случае эффект Ханле описывается суммой двух лоренцианов

$$P_{\square}(B_{\perp}) = \sum_{\lambda=e, h} \frac{\rho_{\lambda}(0)}{1 + (\Omega_L^{\lambda})^2 T_1^{\lambda} T_2^{\lambda}}. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_\lambda(0) = \rho_\lambda^0 \tau_{s1}^\lambda / T_1^\lambda$ ,  $\rho_{e,h}^0$  — степень спиновой поляризации (вдоль оси  $z$ ) электронов, падающих на дно зоны проводимости в результате термализации, или дырок, захватываемых на акцептор;  $T_j = \tau_0 \tau_{sj} / (\tau_0 + \tau_{sj})$ ,  $\tau_0^\lambda$  — время жизни,  $\Omega_L^{e,h}$  — частота ларморовой прецессии спина электрона или дырки. Выражение (2) выведено при условии  $|\rho_\lambda| \ll 1$  и в предположении о том, что основному состоянию дырки на акцепторе в сверхрешетке соответствуют проекции момента  $\pm 3/2$  на ось  $z$ . Зависимость  $P_{\square}(B_{\parallel})$  описывается суммой  $\rho_h(0) + \rho_e^0 (\tau_{s1}^e / T_1^e)$  с учетом влияния магнитного поля на время  $\tau_{s1}^e$ .

Сплошные кривые на рис. 2, 3 построены при  $\tau_p = 13$  пс,  $\rho_e(0) = 1,6\%$ ,  $\rho_h(0) = 4,8\%$ ,  $\rho_e^0 = 13,2\%$ ,  $g_\perp^h T^h = 4,2 \cdot 10^{-10}$  с,  $g_\perp^e (T_1^e T_2^e)^{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-12}$  с,  $\tau_0^e / \tau_{s2}^e(0) = 3,6$  ( $g_\perp^\lambda$  — поперечный  $g$ -фактор электрона или дырки). Быстрое и медленное спадание  $P_{\square}$  на рис. 3 приписывается эффекту Ханле на дырках и электронах соответственно. Обратное предположение приводит к явно завышенному значению времени жизни электронов и заниженному времени жизни дырок на акцепторах. Заметим, что отсутствие в условиях эксперимента магнитной циркулярной поляризации ( $P_{\square}^H \approx 0$ ) означает, что спиновой релаксацией дырок (связанных на акцепторах и участвующих в излучательной рекомбинации на регистрируемой частоте) можно пренебречь и  $T^h \approx \tau_0^h$ .

Мы провели расчет коэффициента  $\beta$  в модели Кронига — Пенни, используя в качестве граничных условий требование непрерывности на интерфейсах огибающей волновой функции электронов  $\psi(\mathbf{r})$ , а также непрерывности одной из функций:

$$\partial \psi / \partial z \text{ (I); } m^{-1} \partial \psi / \partial z \text{ (II), } m^{-1} [1 + \hbar^{-2} A (\sigma_y k_y - \sigma_x k_x)] \partial \psi / \partial z \text{ (III) ,}$$

где  $m$  — эффективная масса электронов в соответствующем объемном материале. При граничном условии I или II коэффициенты  $\beta$  и  $A$  связаны соотношением:

$$\beta = \frac{A_a q^2 - A_b \kappa^2 \eta}{1 + \eta}, \quad q^2 = \frac{2m_a}{\hbar^2} E_0, \quad \kappa^2 = \frac{2m_b}{\hbar^2} (V - E_0), \quad (3)$$

где  $\eta$  — отношение вероятностей найти электрон с  $k = 0$  в слое  $b$  (AlGaAs) и слое  $a$  (GaAs),  $V$  — высота барьера,  $E_0$  — энергия электрона на дне минизоны. Учет зависимости граничного условия III от спина приводит к дополнительному вкладу в  $\beta$ , имеющему обратный по сравнению с (3) знак. Оценка при  $m_a = 0,067 m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона),  $m_b = 1,43 m_a$ ,  $V = 0,249$  эВ,  $A_b / A_a = 0,5$  и равной толщине слоев  $L_a = L_b = 15$  Å дает  $\beta / A_a = 7 \cdot 10^{-4}, 4 \cdot 10^{-4}$  и  $0,9 \cdot 10^{-4} \text{ Å}^{-2}$  для граничного условия I, II, III соответственно. Полагая  $|g_\perp^e| = 0,05$ , из приведенных выше экспериментальных данных получаем  $\tau_{s2}^e(0) = 2 \cdot 10^{-10}$  с и  $\beta / A_a = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Å}^{-2}$ . Таким образом, использование простой модели Кронига — Пенни позволяет получать правильный порядок линейного по  $k_\perp$  расщепления электронной минизоны в короткопериодичной сверхрешетке GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

#### Литература

1. Копьев П.С., Кочерешко В.П., Уральцев И.Н., Яковлев Д.Р. ФТП, 1988, 22, 597.
2. Ивченко Е.Л. ФТТ, 1973, 15, 1566.
3. Pikus G.E., Titkov A.N. In. "Optical Orientation", North-Holland, 1984, p. 73.
4. Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. ФТП, 1986, 20, 178.
5. Раиба Э.И., Шерман Е.Я. Спин-орбитальное расщепление зон в симметричных квантовых ямах. Препринт, Черногловка, 1988.