Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 3, стр. 156 – 158 *10 августа 1989 г.*

ФОТОТОК В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ

Е.Л.Ивченко, Ю.Б.Лянда-Геллер, Г.Е.Пикус

Показано, что в нецентросимметричных средах спиновая релаксация и ларморова прецессия спинов оптически ориентированных термализованных носителей индуцирует ток, пропорциональный спиновой поляризации. Проведен расчет эффекта для полупроводниковых структур GaAs/AlGaAs.

Как известно, при освещении гиротропных кристаллов циркулярно поляризованным светом возникает циркулярный фотогальванический эффект (ЦФГЭ), т. е. генерируется фототок, меняющий направление при изменении знака циркулярной поляризации света [1]. В негиротропных нецентросимметричных кристаллах класса T_d ЦФГЭ может быть индуцирован внешним магнитным полем или одноосной деформацией [2]. Все изученные ранее механизмы ЦФГЭ связаны с асимметрией или анизотропией в распределении по импульсу носителей, возбуждаемых при оптических переходах. Возникающий при этом фототок после выключения освещения затухает за время импульсной релаксации τ_{p}. В настоящей работе мы покажем, что в средах без центра инверсии может наблюдаться циркулярный фототок, пропорциональный неравновесной спиновой поляризации термализованных фотоэлектронов. Эффект возникает в результате спиновой релаксации или ларморовой прецессии спинов оптически ориентированных электронов с учетом линейного по волновому вектору $\mathbf{k}$ расщепления спиновых веток зоны проводимости. Поэтому затухание тока после выключения освещения происходит за время жизни направленного спина $T = \tau_{ж}\tau_s/(\tau_{ж}+\tau_s)$, где $\tau_{ж}$ – время жизни электрона в зоне, τ_s – время его спиновой релаксации.

Мы проведем расчет фототока для периодической гетероструктуры $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ (цепочка квантовых ям или короткопериодичная сверхрешетка). В такой структуре обнаружена оптическая ориентация свободных носителей [3] и ее симметрия допускает линейные по $\mathbf{k}$ члены в энергетическом спектре электронов [4]. Так, в симметричной квантовой яме с нормалью $z \parallel [001]$ эффективный гамильтониан для электронов на дне нижней подзоны наряду с параболическим членом $E^0_{\mathbf{k}} = \hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m_c$ содержит слагаемое

$$\mathcal{H}^{(1)} = (\beta/2)(-\sigma_x k_x + \sigma_y k_y). \tag{1}$$

Коэффициент β связан с коэффициентом γ_c, определяющим кубическое по $\mathbf{k}$ расщепление зоны проводимости объемного GaAs, соотношением $\beta = 2\gamma_c < k_z^2 >$ (в пренебрежении различием γ_c в композиционных материалах GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$).

Ток рассчитывается по формуле

$$\mathbf{j} = -e\sum_{\mathbf{k}} \mathrm{Sp}\,(\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}}\,\rho_{\mathbf{k}}). \tag{2}$$

Здесь оператор скорости $\hat{\mathbf{v}}_{\mathbf{k}} = \hat{\mathbf{v}}^0_{\mathbf{k}} + \hbar^{-1}\nabla_{\mathbf{k}}\mathcal{H}^{(1)}$, $\hat{\mathbf{v}}^0_{\mathbf{k}} = \hbar\mathbf{k}/m_c$, $\rho_{\mathbf{k}}$ – спиновая матрица плотности электронов (размерности 2×3), удовлетворяющая кинетическому уравнению

$$\frac{\rho}{\tau_{ж}} + \frac{i}{\hbar}[\mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}_{\mathbf{B}}, \rho] = G + \mathrm{St}\rho, \tag{3}$$

где $\mathcal{H}_{\mathbf{B}} = g\mu_0\mathbf{B}\vec{\sigma}/2$, μ_0 – магнетон Бора, g – g-фактор электрона, G – матрица оптической генерации, $\mathrm{St}\rho$ – интеграл столкновений. Предполагается, что доминирующим механизмом спиновой релаксации является механизм Дьяконова–Переля, связанный со слагаемым $[\mathcal{H}^{(1)},\rho]$ в (3) [4]. В этом случае интеграл столкновений, например, для упругого рассеяния, имеет вид

$$\mathrm{St}\rho = \sum_{\mathbf{k}'} \frac{2\pi}{\hbar} N_i\,|V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}|^2 \{\delta(E^{(0)}_{\mathbf{k}} + \mathcal{H}^{(1)}_{\mathbf{k}} - E^{(0)}_{\mathbf{k}'} - \mathcal{H}^{(1)}_{\mathbf{k}'}),\ \rho_{\mathbf{k}'} - \rho_{\mathbf{k}}\}, \tag{4}$$

где N_i – концентрация дефектов, $\{AB\}_{симм} = (AB + BA)/= 2$ и в матричных элементах $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ не учитываются слагаемые, ответственные за переворот спина. Интеграл столкновений обращается в нуль при подстановке матричной функции

$$\rho^{(0)}_{\mathbf{k}} = \{\frac{1}{2} + \vec{\sigma}\mathbf{S},\ f(E^0 + \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}_{\mathbf{B}})\}_{симм}, \tag{5}$$

где $f(E)$ — равновесная функция распределения, нормированная на концентрацию фотоэлектронов $n_{ф}$, вектор $\mathbf{S}$ от $\mathbf{k}$ не зависит.

Предполагая, что равновесие по энергии устанавливается за короткое время $\tau_e \ll T$, будем решать уравнения (3) методом итераций по малому параметру $(\vec{\Omega}^{(1)} + \vec{\Omega}_{\mathbf{B}})\tau_p \ll 1$, где $\vec{\Omega}^{(1)} = (\beta/\hbar)(-k_x, k_y, 0)$, $\vec{\Omega}_{\mathbf{B}} = g\mu_0\mathbf{B}/\hbar$. Представим ρ в виде $\rho^{(0)} + \rho^{(1)} + \rho^{(2)}$, подставив в (5) в качестве $\mathbf{S}$ средний спин электронов, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{\mathbf{S}_{\parallel}}{T_{\parallel}} + \frac{\mathbf{S}_{\perp}}{T_{\perp}} + \mathbf{S}\times\vec{\Omega}_{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{S}_0}{\tau_{ж}}. \tag{6}$$

Здесь $T^{-1}_{\parallel,\perp} = \tau^{-1}_{ж} + \tau^{-1}_{s,\parallel,\perp}$, $\tau_{s\perp} = 2\tau_{s\parallel} = \hbar^4(k_B T\tau^{(1)}_p\beta^2 m_c)^{-1}$, $\mathbf{S}_{\parallel,\perp}$ – составляющая вектора $\mathbf{S}$, параллельная и перпендикулярная оси z, $\mathbf{S}_0$ – средний спин электронов, падающих на дно в результате термализации, T – температура, k_B – постоянная Больцмана.

Для распределения (5) электрический ток отсутствует. Прецессия электронных спинов, описываемая вторым слагаемым в (3), нарушает равновесное распределение по энергии и индуцирует ток

$$\mathbf{j} = \frac{e}{\hbar} \frac{n}{\tau_{ж}} \tau_{\mathrm{p}} \nabla_{\mathbf{k}} (\vec{\Omega}^{(1)}, \mathbf{S}_0 - \mathbf{S}). \qquad (7)$$

При нормальном падении $\mathbf{S}_0 \parallel z$ и фототок возникает только в поперечном магнитном поле $\mathbf{B} \perp z$:

$$j_\alpha = \pm e \frac{\beta}{\hbar} n \sim \frac{T_\parallel T_\perp}{\tau_{ж}^2} \frac{\tau_{\mathrm{p}}}{1 + T_\parallel T_\perp \Omega_B^2} [\vec{\Omega}_{\mathbf{B}} \times \mathbf{S}_0]_\alpha , \qquad (8)$$

где $\alpha = x, y$, верхний знак отвечает $\alpha = x$. Заметим при этом, что в асимметричных ямах гамильтониан $\mathcal{H}^{(1)}$ помимо слагаемого (1) может содержать член $\mathcal{H}^{(1)} = C[\vec{\sigma}\mathbf{k}]_z$, где константа C зависит от формы ямы. Ток, вызываемый этим слагаемым, всегда параллелен $\mathbf{B}$.

В отсутствие магнитного поля поперечная составляющая спина возникает только при наклонном падении света и в этом случае согласно (7)

$$j_\alpha = \mp \frac{e\beta}{\hbar} n \frac{\tau_{\mathrm{p}} T_\perp}{\tau_{s\perp} \tau_{ж}} S_{0\alpha} . \qquad (9)$$

При учете в (1) кубических по $\mathbf{k}$ членов появляется дополнительная компонента тока

$$j_\alpha = \mp \frac{e\gamma_c}{\hbar^3} m_c k_B T \frac{\tau_{\mathrm{p}}}{\tau_{s\perp}} n S_\alpha \theta \qquad (10)$$

Здесь $\theta = \dfrac{\tau_2}{\tau_1} \dfrac{\langle E^2 \tau_1^2 \rangle}{(k_B T)^2 \tau_p^2}$, $\langle\ \rangle$ – означает усреднение по энергии, $\tau_{\mathrm{p}} = \langle E\tau_1 \rangle / k_B T$, τ_i – время релаксации полинома $P_i(\mathbf{k})$ функции распределения . Этот вклад при $S_0 \parallel z$ может стать преобладающим, если $\tau_s \ll \tau_{ж}$.

Оценим теперь величину возникающей ЭДС. В условиях, когда фотопроводимость превышает темновую, ЭДС не зависит от интенсивности света и при $S_z = 0{,}5$, $\Omega_{\mathbf{B}}^2 T_\parallel T_\perp = 1$ в соответствии с (8) равна

$$e\,\mathcal{E} = \frac{j m_c}{e \tau_{\mathrm{p}} n} \sim \frac{\pi^2}{2} \frac{m_c \gamma_c}{\hbar^2 d^2} \frac{\sqrt{T_\parallel T_\perp}}{\tau_{ж}^2}$$

При $\tau_s \gtrsim \tau_{ж} = 10^{-9}$ с, $m_c = 0{,}066\, m_0$, $\gamma_c = 1{,}4 \cdot 10^{-23}$ эВ $\cdot$ см^3 для ямы шириной $d = 10^{-6}$ см имеем $\mathcal{E} = 4 \cdot 10^{-3}$ В/см, т. е. при поперечном размере $\sim (2-3) \cdot 10^{-2}$ см ЭДС на разомкнутых контактах $V = 10^{-4}$ В.

Литература

1. *Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е.* Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980, с. 275; *Белиничер В.И., Стурман Б.И.* УФН, 1980, **130** 415.
2. *Ivchenko E.L. et al.* Sol. St. Comm., 1989, **69**, 663; *Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е.* ФТТ, 1989, **31**, в печати.
3. *Uraltsev I.N. et al.* Phys. St. Sol. (b), 1988, **150**, 673.
4. *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* ФТП, 1986, **20**, 278.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 июля 1989 г.