К теории фотогальванических эффектов в кристаллах без центра инверсии

© Р.Я. Расулов, Ю.Е. Саленко, А. Тухтаматов, Т. Эски, А.Э. Авлияев

Ферганский государственный университет,
712000 Фергана, Узбекистан

(Получена 23 марта 1998 г. Принята к печати 27 мая 1998 г.)

Теоретически рассматриваются фотонные механизмы сдвигового и баллистического линейного фотогальванического эффекта в полупроводниках с вырожденной валентной зоной, обусловленные как сдвигом дырок в реальном пространстве при прямых оптических переходах между ветвями валентной зоны, так и асимметрией электрон-фононного взаимодействия с учетом фрелиховского электрон-фононного взаимодействия. Получены температурная и частотная зависимости фототока, результаты сравниваются с экспериментальными данными для p-GaAs. Рассчитаны коэффициент поглощения света, токи увлечения электронов фотонами и сдвиговый линейный фотогальванический эффект (СЛФГЭ) в кристаллах без центра инверсии, обусловленные прямыми оптическими переходами, сопровождаемые переворотом спина электронов. Учтены вклады в ток увлечения, возникающие при учете волнового вектора фотона не только в законе сохранения энергии, но и в законе сохранения импульса, а также при учете взаимодействия магнитного поля световой волны с магнитным моментом электронов. Рассчитан вклад изотропизации функции распределения фотоносителей в ток СЛФГЭ в полупроводниках со сложной валентной зоной и показано, что рассеяние фотоносителей на LO-фононах на каждой ступени каскадного процесса вносит вклад в ток.

Введение

В настоящее время установлено, что в кристаллах без центра инверсии явление выстраивания фотовозбужденных носителей тока по импульсу под действием линейно поляризованного излучения приводит к упорядоченному движению, т.е. фототоку из-за асимметрии рассеяния носителей тока на фононах, фотонах и других несовершенствах кристаллической структуры [1].

В работах [2,3] теоретически исследованы ток сдвигового и баллистического линейных фотогальванических эффектов (СЛФГЭ и БЛФГЭ) в полупроводниках с вырожденной валентной зоной, обусловленные асимметричным рассеянием носителей тока на LO-фононах (фононный механизм). Было показано, что преобладающим механизмом эффекта в p-GaAs при температуре $T > 250\,\mathrm{K}$, концентрации дырок $p = 10^{15}-10^{19}\,\text{см}^3$ при возбуждении CO_2-лазером являются переходы между ветвями тяжелых и легких дырок, и для указанного механизма температурная зависимость фототока приближенно описывается формулой

$$j_\alpha = I\chi|\delta_{\alpha\beta\gamma}|e_\beta e_\gamma, \tag{1}$$

$$\chi(T) = p\left(\frac{E^*}{k_B T}\right)^{3/2}\exp\left(-\frac{E^*}{k_B T}\right) \times \frac{a_{\text{phon}}N_\Omega + b_{\text{phon}}(N_\Omega+1)}{2N_\Omega+1}. \tag{2}$$

Здесь $E^* = \hbar\omega m_2/(m_1 - m_2)$, m_1 и m_2 — эффективные массы тяжелых и легких дырок, ω — частота, I — интенсивность, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации возбуждающего света, N_Ω — числа заполнения LO-фононов. Коэффициенты a_{phon} и b_{phon} в выражении (1) определяются параметрами зонной структуры, константами электрон-фононного взаимодействия и частотой света.

В работе [3] проведен численный расчет тока фононного механизма СЛФГЭ и БЛФГЭ для p-GaAs и теоретические значения коэффициентов a_{phon} и b_{phon} в (2) сопоставлены с экспериментальными, где отмечено заметное количественное расхождение теоретических и экспериментальных температурных зависимостей фототока. Это расхождение может быть связано с пренебрежением в количественных расчетах вкладами фотонного механизма СЛФГЭ и БЛФГЭ, обусловленного наличием слагаемых разной четности по волновому вектору $\mathbf{k}$ в эффективном гамильтониане дырок $H(\mathbf{k})$ для зоны Γ_8. Оценки этого вклада, проведенные в [4] и основанные на имеющихся в то время данных о величине коэффициента D', определяющего величину кубического по $\mathbf{k}$ члена в $H(\mathbf{k})$, указывали на меньшую роль фотонного механизма по сравнению с фононным. Однако данные [5] показывают, что значение D' в 2.7 раза больше принятого в работах [3,4]. Поэтому представляет интерес расчет фотонного механизма СЛФГЭ и БЛФГЭ, чему и посвящена настоящая работа. Для полноты задачи также исследован прецессионный механизм фотогальванических эффектов (эффектов увлечения фотона, обусловленного передачей импульса фотона на систему носителей тока и СЛФГЭ) в пьезоэлектрических кристаллах.

Фотонный механизм СЛФГЭ и БЛФГЭ

Наряду с фононным механизмом СЛФГЭ существует и фотонный механизм, связанный со смещением дырок в реальном пространстве при прямых оптических переходах между ветвями валентной зоны GaAs. Для расчета тока указанного механизма используем формулу [2,6]

$$j_\alpha = -\frac{e^3 I e_\beta e_\gamma |\delta_{\alpha\beta\gamma}|}{2\pi m_0^2 \omega^2 \hbar c n_\omega} \int d\mathbf{k}\, \mathrm{Im}\left[P_{21}^{(\beta)^*} \frac{\partial}{\partial k_\alpha} P_{21}^{(\alpha)}\right] \times f_{1\mathbf{k}} \delta(E_2 - E_1 - \hbar\omega). \quad (3)$$

Здесь n_ω — коэффициент преломления света, P_{21} — матричный элемент оператора импульса

$$\mathbf{P} = \frac{m_0}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} \hat{H}, \quad (4)$$

$\hat{H}$ — гамильтониан дырок, $E_l = \hbar^2 k^2/(2m_l)$ — энергетический спектр, m_l — эффективная масса дырок ветви l ($l = 2$ соответствует подзоне легких дырок, а $l = 1$ — подзоне тяжелых дырок), $\delta_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный тензор третьего ранга; $\alpha, \beta, \gamma = x, y, z$.

В дальнейшем в гамильтониане дырок наряду с квадратичным по $\mathbf{k}$ слагаемым

$$\hat{H} = \left(A + \frac{5}{4}B\right) k^2 - B(\mathbf{Jk})^2 \quad (5)$$

будем учитывать наибольшее кубическое по k слагаемое

$$\hat{H}_3 = D'\mathbf{JK} \quad (6)$$

и линейный по $\mathbf{k}$ член

$$\hat{H}_1 = \frac{4}{\sqrt{3}} k_0 \mathbf{Vk}, \quad (7)$$

где

$$K_\alpha = k_\alpha\left(k_{\alpha+1}^2 - k_{\alpha+2}^2\right), \quad V_\alpha = \left[J_\alpha\left(J_{\alpha+1}^2 - J_{\alpha+2}^2\right)\right],$$

J_α — матрицы оператора проекции углового момента в представлении Γ_8 [7]

$$A \pm B = \hbar^2/(2m_{1,2}).$$

Тогда, используя (4) с учетом (5)–(7) и суммируя по всем вырожденным состояниям, после ряда преобразований получим

$$j_{\alpha,\nu}^{\mathrm{phot}} = e\frac{I}{\hbar\omega} K(\omega, T) L^{(\nu)} e_\beta e_\gamma |\delta_{\alpha\beta\gamma}|, \quad (8)$$

где

$$K(\omega, T) = \frac{e^2}{c\hbar n_\omega} f_0(E^*) \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2B}} \quad (9)$$

— коэффициент поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами дырок между ветвями легких и тяжелых дырок валентной зоны полупроводника, $f_0(E^*)$ — равновесная функция распределения дырок, $L^{(\nu)}$ — величина размерности длины:

$$L^{(3)} = -\frac{D'}{2B}\left(1 + \frac{21}{16\pi} I_0\right), \quad (10)$$

$$L^{(1)} = -\frac{k_0}{\hbar\omega}\left(1 + \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\right), \quad (11)$$

$$I_0 = \int_{-1}^{+1} d\mu \int_0^{2\pi} \left[O_y^2 O_z^2 \sum_\alpha O_\alpha^2 \left(O_{\alpha+1}^2 - O_{\alpha+2}^2\right)^2\right]^{1/2},$$

$$\mathbf{O} = \mathbf{k}/k \quad (12)$$

и отношение $j_{\alpha,\nu}^{\mathrm{phot}}/K$ не зависит от температуры.

Заметим, что при расчетах учитываются не только вклады в ток СЛФГЭ, возникающие в результате произведения линейного по $\mathbf{k}$ и не завсящего от $\mathbf{k}$ или квадратичного по $\mathbf{k}$ слагаемых в матричном элементе оператора импульса, но и вклады, обусловленные возмущенной частью волновых функций и расщеплением подзоны легких и тяжелых дырок. Учет слагаемых (5)–(6) в гамильтониане $\hat{H}$ приводит к расщеплению подзоны легких дырок

$$E_l^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_l} \pm D'k^3 \left[\sum_\alpha O_\alpha^2 \left(O_{\alpha+1}^2 - O_{\alpha+2}^2\right)\right]^{1/2} \quad (13)$$

(при этом подзона тяжелых дырок не расщепляется), а учет (7) в $\hat{H}$ приводит к одинаковому расщеплению обеих подзон:

$$E_l^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_l} \pm \sqrt{3} k_0 k \sqrt{O_x^2 + O_y^2}. \quad (14)$$

В первом случае учет расщепления в законе сохранения энергии (в аргументе δ-функции) приводит к дополнительному вкладу (возникновению J_0 в (4)) в ток СЛФГЭ, а во втором случае — не приводит. Последнее связано с тем, что линейное по $\mathbf{k}$ расщепление $E_l(\mathbf{k})$ не сказывается на разности $E_2^{\pm} - E_1^{\pm}$ и она остается фиксированной.

Из соотношения (8) видно, что температурный ход тока фотонного механизма СЛФГЭ определяетсая температурной зависимостью коэффициента поглощения света $K(T)$. Фотонный механизм БЛФГЭ обусловлен асимметричной частью вероятности оптического перехода дырок между ветвями валентной зоны $W^{(as)}$. При этом величина $W^{(as)}$ содержит нечетные по $\mathbf{k}$ члены, возникшие как результат произведения слагаемых разной четности по $\mathbf{k}$ в матричном элементе оператора электрон-фотонного взаимодействия.

В случае больцмановской статистики ток БЛФГЭ в основном определяется восемью функциями Φ_m, которые пропорциональны мнимой части произведения матричных элементов оператора импульса и электрон-фононного взаимодействия [3]. При вычислении тока фотонного механизма БЛФГЭ учитываем наряду с квадратичными и кубические по $\mathbf{k}$ слагаемые в $H(\mathbf{k})$ и ограничиваемся фрелиховским электрон-фононным взаимодействием [2]. Выполняя преобразования, подобные изложенным в [8], и используя приведенные в *Приложении* (см. п. 2) [8] выражения для антикоммутатора и интегрируя по телесным углам волновых векторов начального и конечного состояний Ω и ω', получим следующие выражения для величин:

$$\overline{\Phi}_n = \langle k_\alpha \Phi_n \rangle \quad \text{и} \quad \overline{\Phi}'_n = \langle k'_\alpha \Phi_n \rangle_{\Omega\Omega'}, \tag{15}$$

$$\overline{\Phi}_1 = \Phi_0[kk'^{-1}Q_1 - (Q_0 + 2Q_2)/2], \quad \overline{\Phi}_2 = \Phi_0(Q_0 - Q_2),$$
$$\overline{\Phi}'_n = (-1)^n \overline{\Phi}_n(k \leftrightarrow k'), \quad n = 1,\ 2,$$

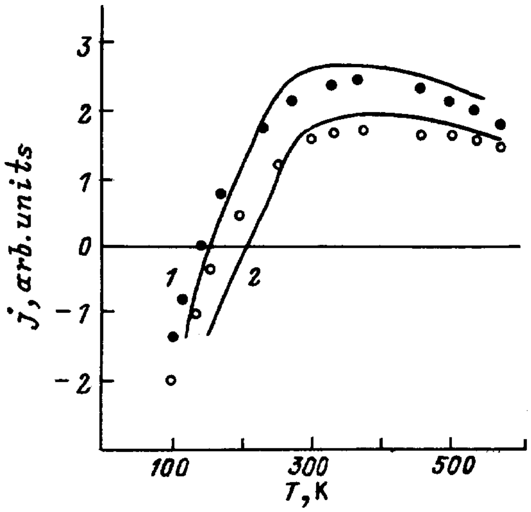
где

$$\Phi_0 = \frac{32\pi^2}{5\hbar^2} BD'C^2 U_L^2 m_0^2 (kk')^2,$$

$$Q_m = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} P_m(x)(a-x)^{-1}dx, \tag{16}$$

P_m — полином Лежандра m-го порядка, $a = (k^2 + k'^2)/2kk'$, U_L — амплитуда относительного смещения двух подрешеток при их оптическом колебании.

Расчитанные на основе функций $\overline{\Phi}_n$ и $\overline{\Phi}'_n$ по формуле (8) выражения для тока фотонного механизма БЛФГЭ получаем из (1) заменой $Bd_0/\sqrt{3}$ на CD' и величин a_{phon} и b_{phon} на a_{phot} и b_{phot}. Выражения для a_{phot} и b_{phot} не приведены из-за их чрезвычайной громоздкости.



Температурные зависимости тока линейного фотогальванического эффекта для p-GaAs при концентрации дырок $p = 7.4 \cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Длина волны λ, мкм: *1* — 10.6, *2* — 9.5. Точки — экспериментальные данные из работы [4], сплошные линии — расчет по фотонному механизму в СЛФГЭ и БЛФГЭ.

Сравнение с экспериментом

При дальнейших количественных расчетах принимаем следующие значения для параметров GaAs: $\hbar\Omega = 36\,\text{мэВ}$ — энергия LO-фонона, $m_1 = 0.51\,m_0$, $m_2 = 0.09\,m_0$, низко- и высокочастотная диэлектрические проницаемости: $\varepsilon_0 = 12.5$ и $\varepsilon_\infty = 10.9$, $|D'| = 3.9 \cdot 10^{-23}\,\text{эВ} \cdot \text{см}^3$, $\rho = 5.31\,\text{г/см}^3$.

В начале оценим величину $L^{(\nu)}$. Константа k_0 для разных кристаллов лежит в пределах $(1{\div}6)\cdot 10^{-10}\,\text{эВ}\cdot\text{см}$ (см., например, [5]). Этим значениям k_0 для GaAs при освещении его CO_2-лазером ($\hbar\omega = 0.12\,\text{эВ}$) соответствует значению $L_1^{(1)} = (0.2{\div}1.4)\cdot 10^{-8}\,\text{см} = (0.15{\div}1)X_{\text{exp}}$, где $X_{\text{exp}} = 0.17\cdot 10^{-7}\,\text{см}$ при комнатной температуре. Эти оценки показывают, что вклад в ток СЛФГЭ, связанный с асимметрией фотонных процессов за счет релятивистских, линейных по $\mathbf{k}$ слагаемых в $\hat{H}$, также сравним с экспериментальным.

При расчетах a_{phot} и b_{phot} мы учли, что при поглощении света фотоны рождают анизотропно распределенные по скоростям носители тока, которые далее начинают испытывать рассеяние на фононах, примесях и между собой в зависимости от энергии, сдвигаясь в реальном пространстве в каждом шаге процесса каскадного рассеяния, и дают соответствующий вклад в общий фототок (см. *Приложение*). Этот ток отличен от тока, возникающего при рассеянии дырок из начального состояния, не только ввиду уменьшения степени анизотропии распределения в результате столкновений, но и вследствие зависимости среднего сдвига от энергии. При этом "парциальные" фототоки могут иметь противоположные знаки. Коэффициенты a_{phot} и b_{phot} для токов СЛФГЭ и БЛФГЭ, обусловленных асимметрией дырочно-фотонного взаимодействия с учетом квадратичных и кубических по $\mathbf{k}$ членов в $H(\mathbf{k})$, и для полного тока приведены в таблице, где процессы A, B, C соответствуют процессам A, B, C, рассмотренным в работе [4] (значения коэффициентов a_{phon} и b_{phon} были взяты из работы [3]). Видно, что баллистический и сдвиговый вклады фотонного механизма в ток сравнимы по порядку величины, и эти вклады частично компенсируют друг друга.[1]

На рисунке сопоставлены расчетные и экспериментальные темпратурные зависимости фототока для образца p-GaAs с концентрацией дырок $p = 7.4 \cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Как видно из рисунка, наилучшее согласие теории и эксперимента лежит в области комнатной температуры, и учет фотонного вклада в фототок в области температур $T > 200\,\text{K}$ уменьшает расхождение теоретических и экспериментальных результатов на 30%. Следует отметить, что представленная теория фотонных механизмов в СЛФГЭ и БЛФГЭ для p-GaAs не содержит подгоночных параметров.

Прецессионный механизм фотогальванических эффектов в случае простой зоны

Известно [6], что в кристаллах без центра инверсии имеется спиновое расщепление зоны проводимости и оно в кристаллах кубической симметрии (O_h) пропор-

[1] Полученное для полного тока отношение $|a_{tot}|/|b_{tot}| \simeq 5$, что согласуется с экспериментальными данными, согласно которым $|a_{tot}| \gg |b_{tot}|$, тогда как для фотонного механизма $|a_{tot}|/|b_{tot}| \simeq 10$.

Численные значения коэффициентов a_i и b_i (в нм) в p-GaAs для частот возбуждающего света $\hbar\omega = 117$ мэВ и $\hbar\omega = 130$ мэВ при комнатной температуре

Энергия фотона, мэВ	Типы оптических переходов						Баллистический		Сдвиговый		Суммарный	
	A		*B*		*C*							
	a	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*	*a*	*b*
						Фононный механизм						
117	−14.1	−2.7	15.3	4.0	−4.5	2.8	−2.3	4.1	−3.0	−3.0	−6.3	1.1
130	−15.3	−1.6	16.0	3.3	−4.7	2.8	−4.0	4.5	−2.0	−2.9	−6.3	1.6
						Фотонный механизм						
117	0.326	−0.119	0.5	−0.06	−0.551	0.0	0.278	−0.2	0.2	0.2	0.467	0.04
130	0.318	−0.161	0.54	−0.05	−0.562	0.0	0.3	−0.17	0.3	0.3	0.482	0.09
						Результирующий механизм						
117	−13.77	−2.88	15.8	3.64	−5.05	2.8	−3.03	3.915	−2.81	−2.84	−5.83	1.1
130	−14.98	−1.77	16.59	3.35	−5.53	2.8	−3.7	4.33	−2.72	−2.72	−6.42	1.69

ционально k^3, а в гиротропных кристаллах (симметрия D_3) пропорционально k, где $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона. При этом спин-орбитальное взаимодействие обусловливает не только гофрировку зоны проводимости, но и прямые оптические переходы электронов между спиновыми ветвями при низких температурах и больших концентрациях дырок, наряду с непрямыми оптическими переходами. Возможность таких переходов, как показано далее, приводит к различным оптическим и фотогальваническим явлениям.

Состояние электронов проводимости в кристаллах симметрии T_d описывается гамильтонианом (см., например, [9] и библиографию)

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - \delta(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{Q}), \qquad (17)$$

а для теллура [10]

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - \beta_c \sigma_z k_z + \alpha_c(\sigma_+ k_- + \sigma_- k_+)$$
$$+ \delta_1(\sigma_+ k_+^2 + \sigma_- k_-^2) + i\delta_2 k_+ (k_- \sigma_+ - k_+ \sigma_-), \quad (18)$$

где

$$\sigma_\pm = (\sigma_x \pm i\sigma_y)/2, \;\; k_\pm = k_x \pm i k_y, \;\; k_\perp^2 = k_+ k_- = k_x^2 + k_y^2,$$
$$k_2 = k_z^2 + k_\perp^2, \;\; \mathbf{Q} = \mathbf{k} \times \boldsymbol{\pi}, \;\; \pi_i = k_{i+1} k_{i+2},$$

$\sigma_\alpha (\alpha = x, y, z)$ — матрицы Паули, m_c — эффективная масса электронов на дне зоны проводимости,

$$\delta_0 = \hbar^3 \gamma_c / 2\sqrt{2m_c^3 E_g},$$

E_g — ширина запрещенной зоны;[2] $\beta_c, \alpha_c, \delta_1, \delta_2$ — зонные параметры полупроводника, характеризующие гофрировку энергетического спектра, определенного соотношением

$$E_{\mathbf{k}}^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \pm \Delta E. \qquad (19)$$

Здесь $2\Delta E$ — спиновое расщепление:

$$\Delta E = \delta_0 k^3 \sqrt{f}$$

— для полупроводников типа $\mathrm{A^{III}B^{V}}$;

$$\Delta E = \sqrt{\beta_c^2 k_z^2 + \alpha_c k_\perp^2}$$

— для Te; $0 \leqslant f \leqslant 1/4$,

$$f = O_z^2 - O_z^4 + O_x^2 O_y^2 (1 - 9O_z^2), \;\; \mathbf{O} = \mathbf{k}/k.$$

Отметим, что в теллуре искажение энергетического спектра электронов, связанное с последними двумя слагаемыми в (2), невелико (см., например, [10]).

Коэффициент поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами с переворотом спина,[3] определим по формуле

$$K_{str} = \frac{e^2}{2\pi c n_\omega \hbar^2 \omega}(1 - e^{-\beta\hbar\omega})$$
$$\times \int d^3\mathbf{k} \left|\mathbf{e}\mathbf{p}_{\mathbf{k},\mathbf{k}}\right|^2 f_0(E_{\mathbf{k}}^-) \delta(2\Delta E - \hbar\omega), \qquad (20)$$

[2] Значение $|\gamma_c|$, определенное из времени спиновой релаксации электронов для арсенида галлия, согласно [5], равно 0.022.

[3] Эффект увлечения фотонами и линейный фотогальванический эффект ранее в основном рассматривались без учета переворота спина [8].

где $\beta^{-1} = k_B T$. Тогда для теллура[4] в случае σ-поляризации ($\mathbf{e} \perp z$) имеем

$$K_{str} = \frac{e^2 m_c \alpha_c^2}{4\pi c n_\omega \hbar^4 \beta \beta_c \omega} e^{\beta E_F} (1 - e^{-\beta\hbar\omega}) \times \exp\beta\left(\frac{\hbar\omega}{2} - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_c}\right), \tag{21}$$

а для полупроводников $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ n-типа коэффициент поглощения равен[5]

$$K_{str} = \frac{e^2 I'}{c n_\omega \omega \delta_0}(1 - e^{-\beta\hbar\omega}), \tag{22}$$

где E_F — химический потенциал, $k_0 = \hbar\omega/2\beta_c$,

$$I'(\omega, T) = \frac{1}{4\pi}\int k\,dk \int d\,d\Omega\, f_0(E_{\mathbf{k}}^-)\delta(W_k - \sqrt{f}),$$
$$W_k = \hbar\omega/(2\delta_0 k^3). \tag{23}$$

При низких температурах и сильном вырождении в оптических переходах могут участвовать электроны с импульсами, отличающимися от импульса Ферми $k_F\hbar$ на величину порядка $\delta_0 m_c k_F^2 \hbar$, как в прямых оптических переходах, так и в эффектах увлечения (ЭУФ), и в СЛФГЭ, связанных с переворотом спина, где величина

$$\delta = \delta_0\sqrt{2}/\sqrt{mE_g}$$

определяет интенсивность спин-орбитального взаимодействия, $m = 2m_c m_v/(m_c + m_v)$, где m_v — эффективная масса дырок на вершине валентной зоны полупроводника.

Расчет показывает, что при сильном вырождении и низких температурах, т. е. в тех приближениях, когда концентрация электронов определяется как $n = k_F^3/3\pi^2$ [9], имеем для z-компоненты тока СЛФГЭ и n-GaAs:

$$J_z = e\frac{4e^2}{3cn_\omega\hbar}\frac{\delta_0(3\pi^2 n)}{\hbar\omega}\frac{I}{\hbar\omega}(1 - e^{-\beta\hbar\omega})e_x e_y, \tag{24}$$

а для теллура

$$j_\alpha = -e\frac{e^2 J_\alpha}{2\pi c n_\omega \hbar}\frac{I}{\hbar\omega}\frac{m_c\delta_1\delta_2}{\beta\hbar^3\omega\beta_\nu}f(\omega), \tag{25}$$

где

$$f(\omega) = e^{E_F\beta}\exp\beta\left(\frac{\hbar\omega}{2} - \frac{\hbar k_0^2}{2m_c}\right),$$
$$J_\alpha = \left[\left(|e_x|^2 - |e_y|^2\right)\delta_{\alpha x} - (e_x e_y^* + e_y e_x^*)\delta_{\alpha y}\right].$$

ЭУФ в полупроводниках $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ электронной проводимости при прямых переходах между спиновыми ветвями впервые теоретически был рассмотрен в работе [9], где не учтены вклады в ток ЭУФ за счет влияния магнитного поля электромагнитной волны на магнитный момент электронов [11] и за счет учета волнового вектора фотона ($\mathbf{q}$) в законе сохранения импульса [12]. Для этих вкладов имеем следующее выражение

$$\mathbf{J}_1 = -\frac{7\pi}{3}\delta_0\frac{e^3\left(3\pi^2 n\right)^{2/3}}{cn_\omega\hbar^2}\frac{I}{\hbar\omega}\mathbf{q}\tau_F g, \tag{26}$$

которое возникает за счет взаимодействия, описываемого оператором [11]

$$V_H = \frac{eA_0}{c\hbar}g\frac{\hbar^2}{2m_0}i\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{q}\times\mathbf{e}), \tag{27}$$

где g — фактор Ланде электронов, A_0 — амплитуда вектор-потенциала световой волны и

$$\mathbf{J}_2 = -\frac{2\pi e}{m_c}K_{str}\tau_F\frac{\langle\mathbf{q}(\mathbf{k}\nabla_{\mathbf{k}}F)\delta(W_F - \sqrt{f})\rangle}{\langle F\delta(W_F - \sqrt{f})\rangle}. \tag{28}$$

Последний вклад возникает при учете импульса фотона в законах сохранения импульса, где скобки $\langle\ \rangle$ означают угловое усреднение. Здесь $W_F = \hbar\omega/(2\delta_o k_F^3)$ — приведенная частота, равная отношению энергии фотона к удвоенному максимальному значению энергии спин-орбитального расщепления в полупроводниках симметрии T_d [9],

$$F = k^{-4}(k^2 - k_z^2)\left\{1 - 4W_F^{-2}k^{-6} \times\left[(k_x^2 - k_y^2)^2 - 2k_x^2 k_y^2\right]k_z^2\right\}. \tag{29}$$

Отношение токов СЛФГЭ и ЭУФ в n-GaAs равно величине $4\sqrt{7}(3\pi^2 n)^{1/3}/(3q\omega\tau_F)$, где $\tau_F = \tau(E = E_F)$. При этом считали, что энергия фотона приблизительно равна максимальному значению спин-орбитального расщепления. Плотность электронного тока увлечения в Te можно представить в виде

$$\mathbf{J} = -\frac{32}{3}e\frac{e^2}{cn_\omega\hbar}\frac{I}{\hbar\omega}\frac{\alpha_c^3\left(3\pi^2 n\right)^{2/3}}{\hbar^3\omega^2} \times\mathbf{q}\tau_F\left(1 - \beta E_F + \frac{\partial\ln\tau_F}{\partial\ln E_F} + \frac{g}{24}\right). \tag{30}$$

Заметим, что вклад в ток ЭУФ в Te, возникющий за счет учета волнового вектора фотона в законе сохранения импульса, равен 0. Возможности выделения тока прецессионных механизмов ЭУФ и СЛФГЭ, возникающих как при прямых, так и при непрямых оптических переходах, идентичны, поэтому этот вопрос для СЛФГЭ следует рассмотреть таким же образом, как в работе [9], где этот вопрос обсуждался для ЭУФ в полупроводниках симметрии T_d.

[4] Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости в Te значительно больше, чем в полупроводниках $\mathrm{A^{III}B^{V}}$. Поэтому обнаружение ряда поляризационных оптических и фотогальванических явлений [9] возможно более простыми методами.

[5] Для случая сильного вырождения в работе [3] получено выражение для $I'(\omega, T)$.

Приложение

Рассмотрим полупроводник со сложной зоной. Пусть носитель заряда в момент рождения находится в l-й подзоне m-го уровня с энергией $E_{l\mathbf{k}}$, тип столкновительных процессов определяется характерной величиной $m_l = E_{l\mathbf{k}}/\hbar\Omega$, где $\hbar\Omega$ — энергия LO-фонона. Целая часть величины m_l есть число LO-фононов, которые испускает носитель. При $m_1 > 1$ анизотропная часть функции распределения уменьшается за счет процессов рассеяния с участием LO-фононов (а при $m_1 < 1$ — уменьшается за счет рассеяния носителей тока на акустических фононах, примесях и т. п., вкладом которого мы пренебрегаем). Для расчета функции распределения разложим ее в ряд по полиномам Лежандра $P_m(x)$, $x = \mathbf{k}\mathbf{k}'/kk'$

$$f_{lk}^{(m)} = \sum_{n=0}^{2} b_{nl}^{(m)} P_n(x), \tag{П.1}$$

где $b_{0l}^{(m)}$ — коэффициент, определяющий концентрацию носителей тока в l-й подзоне на m-м уровне, $b_{1l}^{(m)}$, $b_{2l}^{(m)}$ — коэффициенты, определяющие диагональный и недиагональный по номерам зоны вклады в ток ЛФГЭ. Тогда изменение анизотропной части функции распределения при переходе из состояния $(m'l'\mathbf{k}')$ в состояние $(m, l, \mathbf{k})$ за счет испускания $(m' = m + 1)$ и поглощения $(m' = m - 1)$ LO-фонона определяется соотношением

$$\frac{b_{nl'}^{(m')}}{b_{0l}^{(m)}} = \frac{\int\limits_{-1}^{+1} P_n(x) G_{l'l}(x)(z_{l'l} - x)^{-1} dx}{\int\limits_{-1}^{+1} G_{l'l}(x)(z_{l'l} - x)^{-1} dx}. \tag{П.2}$$

Здесь [13]

$$G_{l'l}(x) = \frac{1}{2}[P_0 + (-1)^{l+l'} P_2], \quad z_{l'l} = \frac{k_l^2 + k_{l'}^2}{2k_l k_{l'}},$$

$$k_l = \left(2m_l^* E_{lm} \hbar^{-2}\right)^{1/2}, \quad k_{l'} = k_l(l \to l'), \tag{П.3}$$

$E_{lm} = E_{l\mathbf{k}} + m\hbar\Omega$, $E_{l'm'}$ определяются из закона сохранения энергии, $E_{l'm'} = E_{lm} \pm \hbar\Omega$, где знак "+" соответствует поглощению, а "−" испусканию LO-фонона; $m, m' = 0, 1, 2, \ldots$. Тогда, подставляя (П.3) в (П.2), имеем

$$\frac{b_{nl'}^{(m')}}{b_{ml}^{(m)}} = \frac{G_{l'l}^{(n)}(z_{l'l})}{G_{l'l}^{(0)}(z_{l'l})}, \tag{П.4}$$

где

$$G_{l'l}^{(0)} = \frac{1}{2}\left[Q_0^{(0)} + (-1)^{l+l'}\left(3Q_2^{(2)} - Q_0^{(2)}\right)/2\right],$$

$$G_{l'l}^{(1)} = \frac{1}{2}\left[Q_1^{(0)} + (-1)^{l+l'}\left(3Q_3^{(2)} + 2Q_1^{(2)}\right)/5\right], \tag{П.5}$$

$$G_{l'l}^{(2)} = \frac{1}{2}\left[Q_3^{(0)} + (-1)^{l+l'}\left(36Q_4^{(2)} + 55Q_2^{(2)} + 14Q_0^{(2)}\right)/105\right],$$

$$Q_n^{(n')} = Q_n^{(n')}(z_{l'l}) = \int P_n(x) P_{n'}(x)(z_{l'l} - x)^{-1} dx.$$

Считая $l = l'$, для $n = 2$ из (П.4) немедленно получим выражение, описывающее уменьшение анизотропной части функции распределения фотоэлектронов в зоне проводимости, полученное в [14]. Для простой параболической зоны из (П.4) получим

$$\frac{b_{1l}^{(m')}}{b_{1l}^{(m)}} = \frac{m + m'}{2\sqrt{mm'}} - \ln^{-1}\left|\frac{\sqrt{m'} + \sqrt{m}}{\sqrt{m'} - \sqrt{m}}\right|, \tag{П.6}$$

где m, m' — энергии носителя тока до и после испускания или поглощения LO-фонона в единицах $\hbar\Omega$.

Отметим, что при больших значениях m (и m') отношения b_{+1}/b_0 и b_{-1}/b_0 мало отличаются друг от друга. Например, при $E_m = 10\hbar\Omega$ эти отношения принимают значения для арсенида галлия порядка 0.7, что означает, что анизотропная часть функции распределения на первом шагу каскадного процесса рассеяния уменьшается в 1.4 раза.

Список литературы

[1] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М., Наука, 1992).
[2] Е.Л. Ивченко. Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. ФТТ, **26**, 3362 (1984).
[3] Ю.Б. Лянда-Геллер, Р.Я. Расулов. ФТТ, **27**, 945 (1985).
[4] А.В. Андрианов, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **81**, 2080 (1981).
[5] A.N. Titkov, V.I. Safarov, G. Lampel. *Proc. XIV Int. Conf. Phys. Semicond.* (Edinburg, 1978) p. 1031.
[6] В.И. Белиничер, Е.Л. Ивченко, Б.И. Стурман. ЖЭТФ, **83**, 649 (1982).
[7] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
[8] Р.Я. Расулов. Автореф. докт. дис. (СПб., 1993).
[9] С.Б. Арифжонов, А.М. Данишевский. ФТТ, **15**, 2626 (1973).
[10] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. ФТТ, **16**, 1933 (1974).
[11] Ф.Т. Васько. ФТП, **18**, 85 (1984).
[12] Э. Нормантас. ФТП, **16**, 2222 (1982).
[13] Г.Л. Бир, Э. Нормантас, Г.Е. Пикус. ФТТ, **4**, 1180 (1962).
[14] Б.П. Захарченя, Д.И. Мирлин, В.И. Перель, И.И. Решина. УФН, **136**, 459 (1982).

Редактор Т.А. Полянская

To the theory of photogalvanic effects in crystals without centre of inversion

R.Ja. Rasulov, Ju.E. Salenko, A. Tukhtamatov, T. Eskie, A.E. Avlijaev

Fergana State University,
712000 Fergana, Uzbekistan