Линейный фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах

© Р.Я. Расулов, Ю.Е. Саленко, Д. Камбаров

Ферганский государственный университет,
71200 Фергана, Узбекистан

(Получена 9 апреля 2001 г. Принята к печати 16 мая 2001 г.)

Теоретически рассматриваются механизмы баллистического и сдвигового линейных фотогальванических эффектов, обусловленных асимметрией вероятности оптических переходов между подзонами M_1' и M_2' в теллуре с участием длинноволновых оптических фононов и сдвигом носителей тока в реальном пространстве при квантовых переходах соответственно. Анализируются температурные и частотные зависимости тока как баллистического, так и сдвигового линейных фотогальванических эффектов для фотонного и фононного механизмов.

1. Введение

Линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ) называется эффект возникновения стационарного тока в однородных пьезоэлектриках при их освещении линейно поляризованным (или циркулярно поляризованным) светом [1,2].

Линейный фотогальванический эффект описывается тензором третьего ранга $\chi_{\alpha\beta\gamma}$

$$j_\alpha = I\chi_{\alpha\beta\gamma}(e_\alpha e_\gamma^* + e_\gamma e_\beta^*)/2, \qquad (1)$$

где I — интенсивность, $\mathbf{e}$ — вектор поляризации возбуждающего света, $\mathbf{j}$ — плотность тока ЛФГЭ. Тензор $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ симметричен по отношению к последним двум индексам и по свойствам симметрии аналогичен пьезоэлектрическому тензору, поэтому ЛФГЭ может возникать в пьезоэлектрических кристаллах.

ЛФГЭ в полупроводниках Te, n-GaP, p-GaAs (см., например, [1,2]) был исследован в области частот ниже края фундаментального поглощения. Естественно, при этих условиях ЛФГЭ обусловлен либо процессами фотоионизации примеси, либо процессами поглощения света на свободных носителях. В [3,4] был предложен однофононный механизм ЛФГЭ в полупроводниках, связанный с переходами между подзонами вырожденных зон или между близко расположенными зонами одного типа (n или p), получивший позднее название баллистического ЛФГЭ (БЛФГЭ). Причиной возникновения БЛФГЭ является наличие членов разной четности по волновому вектору $\mathbf{k}$ в гамильтониане электрон-фононного (фононный механизм) или в гамильтониане электрон-фотонного (фотонный механизм) взаимодействия. В [3] было высказано также предположение, что этот механизм ответствен за ЛФГЭ, наблюдавшийся в теллуре.

Существует еще один вклад в ЛФГЭ, так называемый сдвиговый ЛФГЭ (СЛФГЭ), вызываемый смещением носителей тока на конечное расстояние в реальном пространстве при квантовых переходах. Последовательная кинетическая теория СЛФГЭ, с учетом процессов рассеяния и рекомбинации, построена в [5]. Вопрос о построении количественной теории фотонного и фононного механизмов как БЛФГЭ, так и СЛФГЭ в гиротропных кристаллах остается открытым до сих пор. Решению этого вопроса (на примере теллура) и посвящена настоящая работа.

Заметим здесь, что вопрос о том, какой из возможных механизмов ответствен за ЛФГЭ в конкретных кристаллах при определенных экспериментальных условиях, может быть решен лишь путем количественных сравнений теоретических результатов с экспериментальными данными. Прежде чем рассмотреть конкретные механизмы ЛФГЭ, коротко остановимся на зонной структуре теллура. Известно, что экстремумы зоны проводимости и валентной зоны Te расположены в точках M и P зоны Бриллюэна, переходящих одна в другую при операции инверсии времени (см., например, [6]). В базисе M_1 базисной функцией является функция $(Y_{3/2}+Y_{-3/2})/2^{1/2}$, а в базисе M_2 — $(Y_{3/2}-Y_{-3/2})/2^{1/2}$. С другой стороны, по представлению $\Gamma_2 = M_1 \times M_1^* = M_2 \times M_2^*$ преобразуются $\hat{I}$ и σ_z, а по представлению $\Gamma_2 = M_1 \times M_2^*$ — σ_x и σ_y, где $\hat{I}$ — единичная матрица 2×2, σ_α $(\alpha = x, y, z)$ — матрицы Паули. Если унитарным преобразованием

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}$$

перейти к базису $Y_{3/2}$ и $Y_{-3/2}$, то σ_z перейдет в σ_x, σ_y в σ_z и σ_y в $-\sigma_y$. Будем обозначать в старом базисе $\bar{\sigma}_z$, $\bar{\sigma}_x$, $\bar{\sigma}_y$, а в новом σ_z, σ_x, σ_y.

Под действием оператора инверсии времени

$$\hat{K} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

M_1 перейдет в M_2, а M_2 в $(-M_1)$. При унитарном преобразовании $\hat{K}$ $\bar{\sigma}_z$ и $\bar{\sigma}_x$ меняют знаки, а $\bar{\sigma}_y$ нет, т. е. σ_z и σ_x — нечетные по отношению к инверсии времени, а σ_y — четная. Тогда эффективный гамильтониан носителей тока можно записать как

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \sum_\alpha A_\alpha \sigma_a, \qquad (2)$$

где

$$\hat{H}_0 = Ak_\perp^2 + Bk_z^2 + \bar{C}(k_+^3 + k_-^3) + i\bar{\gamma}k_z(k_+^3 + k_-^3), \ (\Gamma_1);$$

$$A_x = \Delta + C'(k_+^3 + k_-^3) - \eta_\perp k_\perp^2 - \eta_\parallel k_z^2 + i\gamma' k_z(k_+^3 - k_-^3), \ (\Gamma_1);$$

$$A_y = \delta''(k_+^3 - k_-^3) + \delta'''(k_+^3 + k_-^3), \ (\Gamma_2);$$

$$A_z = \beta k_z + i\delta'(k_+^3 - k_-^3) + \delta_0 k_z(k_+^3 + k_-^3), \ (\Gamma_2). \qquad (3)$$

Здесь выражения в скобках показывают, по каким представлениям преобразуются $\hat{H}_0$ и A_α, и предполагается, что фазы функции $M'_{1,2}$ выбраны так, что коэффициент при k_z веществен, т. е. нет члена, порпорционального k_z в A_y. Так можно поступать всегда. Учитывая $\hat{K}k_\alpha = -k_\alpha$, нетрудно показать, что константы β, δ', C', A, B, $\bar{\gamma}$, δ''' не меняют знак при переходе от M к P, а δ_0, $\eta_\perp$, $\eta_\parallel$, $\gamma\prime$, $\bar{C}$, δ'' — меняют ($k_\pm = k_x \pm ik_y$, $k_\perp^2 = |k_\pm|^2$, 2Δ — спин-орбитальное расщепление валентной зоны в точке $M(P)$ зоны Бриллюэна). Поэтому в дальнейшем (при расчетах тока ЛФГЭ) сохраняются лишь члены, содержащие произведение четных или нечетных зонных констант.

Волновые функции в верхних валентных зонах (M'_1 и M'_2) являются суперпозицией состояний с проекцией момента количества движения на ось z $m_z = \pm 3/2$:

$$\Psi_{M'_1} = \sum_{m_z=\pm 3/2} C_{m_z}^{(l)}|m_z\rangle, \qquad (4)$$

где $C_{3/2}^{(1)} = C_{-3/2}^{(2)} = C_1 = \sqrt{(1+\eta)/2}$, $C_{-3/2}^{(1)} = -C_{3/2}^{(2)} = C_2 = \sqrt{(1-\eta)/2}$, $\eta = \beta k_z(\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{-1/2}$. Здесь надо иметь в виду, что выбор коэффициентов C_l $(l = 1, 2)$ соответствует $\Delta > 0$, т. е. $C_1 \times C_2 = 2^{-1} \times \Delta(\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{-1/2}$ и содержит Δ, а не $|\Delta|$ (индекс "2" относится к нижней дырочной зоне, "1" — к верхней). Для того чтобы легко и наглядно осуществить переход от M к P, введем параметр $r = -\Delta/|\Delta|$ в C_2, т. е. $C_2 = r\sqrt{(1-\eta)/2}$. Поскольку для нижней валентной зоны спектр $E_1 \propto -\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}$, знаки C_1 и C_2 должны быть разными, а для электронов валентной зоны — наоборот. Тогда спектр дырок в валентной зоне имеет вид

$$E_{M'_{1,2}} = \lambda_v \pm (\Delta^2 + \beta^2 k_z^2)^{1/2}. \qquad (5)$$

Здесь $\lambda_v = Ak_\perp^2 + Bk_z^2$, $A = \hbar^2/2m_\perp$, $B = \hbar^2/2m_\parallel$, $m_\perp$ и $m_\parallel$ — поперечные и продольные эффективные массы дырок в подзонах M'_1 и M'_2, равные с обратным знаком эффективным массам электронов.

2. Баллистический и сдвиговый линейные фотогальванические эффекты

Теперь последовательно рассмотрим механизмы (фононные и фотонные) БЛФГЭ и СЛФГЭ [7,8]. Сначала сгруппируем оптические процессы: а) внутризонные; б) межзонные (см. рис. 1, а–г в [4]). Далее для упрощения задачи положим $2\Delta, \hbar\omega \gg \hbar\Omega_{1,2}, k_BT$ ($\hbar\omega$ — энергия фотона, $\hbar\Omega_{1,2}$ — энергия LO-фонона, T — температура, k_B — постоянная Больцмана). Тогда считаем, что верхняя валентная зона (M'_2) — пустая, и будем учитывать непараболичность нижней зоны. Здесь в принципе надо учитывать процессы, связанные с индуцированным излучением фотона, предполагая при этом, что сначала фотон излучается, а потом поглощается (рис. 1, д в [4]). Отметим, что вклад внутризонного оптического перехода дырок в БЛФГЭ отличается от ранее рассмотренного в [9,10] тем, что здесь учитываются внутризонные оптические переходы с участием виртуальных состояний в других зонах, тогда как в [9,10] при внутризонном поглощении света (с участием двух фононов или двукратного рассеяния на примеси) виртуальное состояние лежит в той же зоне. В первом случае однофононные процессы или однократное рассеяние на атомах примеси могут привести к ЛФГЭ (см., например, [10]), а во втором — в том актуальном случае, когда оператор взаимодействия электронов с фононами или с атомами примеси зависит лишь от переданного носителю импульса, надо учитывать ангармонические процессы [9].

Согласно [4], выражение тока БЛФГЭ в приближении времени релаксации импульса запишется как

$$\mathbf{j} = e\sum_{n\mathbf{k}, n'\mathbf{k}'} (\mathbf{v}_{n'\mathbf{k}'}\tau_{n'\mathbf{k}'} - \mathbf{v}_{n\mathbf{k}}\tau_{n\mathbf{k}})W_{n'\mathbf{k}', n\mathbf{k}}, \qquad (6)$$

где e — элементарный заряд, $\mathbf{v} = \hbar^{-1}\nabla_\mathbf{k}\hat{H}(\mathbf{k}')$ — оператор скорости. Для дырок в подзонах M'_1 и M'_2 индексы n и n' нумеруют подзоны валентной зоны: $n(n') = 1$ для M_1, $n(n') = 2$ для M_2. Эффективное время релаксации τ в (6) учитывает то обстоятельство, что потеря направления импульса дырок происходит не за одно, а за 2–3 последовательных столкновения на фононах или на примеси. Асимметричная часть вероятности перехода дырки из состояния $(n, \mathbf{k})$ в конечное $(n', \mathbf{k}')$ определяется стандартной формулой квантовой механики

$$W_{n'\mathbf{k}', n\mathbf{k}}^{(\mathrm{as})} = \frac{2\pi}{\hbar}|M_{n'\mathbf{k}', n\mathbf{k}}^{(\mathrm{as})}|\delta(E_{n'\mathbf{k}'} - E_{n\mathbf{k}}). \qquad (7)$$

Для расчета фототока необходимо вычислить матричный элемент перехода $M_{n'\mathbf{k}', n\mathbf{k}}$ во 2-м порядке теории возмущений с использованием следующих выражений для операторов электрон-фононного и электрон-фотонного взаимодействий.

1) Взаимодействие электронов с полярными оптическими фононами:

$$D_\mathbf{q} = iC\mathbf{u}_\mathbf{q}\mathbf{q}q^{-2} + d_0 u_z q_z, \qquad (8)$$

где C и d_0 — константы дально- и близкодействующего взаимодействия, $\mathbf{u}_\mathbf{q}$ — оператор смещения, $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ — волновой вектор фонона.[1]

[1] Заметим, что асимметрия функции распределения может возникать при учете наряду с (8) и инварианта типа $d_1(u_+q_+^2 + u_-q_-^2)$ и $d_2(u_+q_-^2 - u_-q_+^2)$ в операторе электрон-фононного взаимодействия, но при этом ток фононного механизма (как баллистического, так и сдвигового ЛФГЭ) пропорционален $\mathbf{u}_x^2 - \mathbf{u}_y^2$ и при $\mathbf{u}_x^2 = \mathbf{u}_y^2$ эффект не возникает.

2) Электрон-фотонное взаимодействие:

$$\hat{H}_{\text{el-phot}} = i\,\frac{e}{\omega}\,\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{v}, \qquad (9)$$

где $\mathbf{A}_0$ — вектор-потенциал электромагнитной волны.

Далее поступим подобно [8]. Температурная и частотная зависимости тока БЛФГЭ определяются по формулам (4а)–(4в) работы [8], δ-функции фиксируют все волновые вектора конечных состояний дырок ($\mathbf{k}'$) для каждого типа оптического перехода. Значения $\mathbf{k}'$ определяются из условий равенства энергий конечного и одного из промежуточных состояний.

Известно, что $2\Delta > \hbar\Omega$ (для Te $2\Delta = 126$ мэВ, энергии LO-фононов — $\hbar\Omega_1 = 11$ мэВ, $\hbar\Omega_2 = 7.7$ мэВ [6]). Поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных дырок из подзоны M_1' в M_2' (и обратно) отсутствуют.

Заметим, что в фотонном механизме ЛФГЭ в полупроводниках со сложной зоной асимметричное распределение носителей по импульсу возникает за счет наличия разной по волновому вектору четности слагаемых в межзонном матричном элементе оператора импульса, который для теллура из соображений симметрии можно представить в виде

$$\mathbf{ep}_{21} = \langle M_2|\mathbf{ep}|M_1\rangle = \frac{m_0}{\hbar}\left\langle 2\mathbf{k}\left|\mathbf{e}\,\frac{\partial\hat{H}}{\partial\mathbf{k}}\right|1\mathbf{k}\right\rangle$$

$$= Q(e_+k_- + e_-k_+) + D(e_+k_+^2 + e_-k_-^2),$$

$$e_\pm = (e_x \pm ie_y)/\sqrt{2}, \quad k_\pm = k_x + ik_y,$$

где Q и D — параметры, которые включают в себя зонные константы; зависимость их от k_z и ω можно определить подстановкой (2) с учетом (3) в последнее выражение и из закона сохранения энергии для рассматриваемого оптического перехода. Тогда выражение для тока фотонного механизма СЛФГЭ нетрудно получить в виде

$$j_\alpha = 32\,\frac{I}{\hbar\omega}\,K\mathrm{Im}\left[\frac{D(k_z = k_{z0})}{Q(k_z = k_{z0})}\right]\chi_{\alpha xy}, \qquad (10)$$

$$k_{z0} = \beta_v^{-1}[(\hbar\omega/2) - \Delta_2^2]^{1/2},$$

$$\chi_{\alpha xy} = (e_x^2 - e_y^2)\delta_{\alpha x} - 2e_xe_y\delta_{\alpha y},$$

$$K(\omega, T) = \frac{e^2|Q|^2(2m_\perp k_BT)^2 \mathrm{e}^{\mu/k_BT}}{32\pi m_0^2 cn_\omega\hbar^3\beta_v\sqrt{(\hbar\omega/2)^2 - \Delta^2}}$$

$$\times \exp\left[\frac{\hbar\omega(\hbar^2k_{z0}^2/m_\parallel)}{2k_BT}\right] \qquad (11)$$

— межзонный коэффициент поглощения света с поляризацией $\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_3$, $\mathbf{C}_3$ — главная ось кристалла, μ — химический потенциал дырок. Таким образом, показали, что температурная зависимость тока фотонного механизма СЛФГЭ в Te полностью определяется температурным поведением коэффициента поглощения света $K(\omega, T)$.

В [11] было показано, что фононный механизм СЛФГЭ должен возникать из-за анизотропии в функции распределения фотовозбужденных дырок при асимметричном рассеянии их на фононах (или на примесях). Эта анизотропия, пропорциональная величине $e_xe_yk_xk_y(k_x^2 - k_y^2)$, появляется при $\mathbf{e} \perp \mathbf{C}_3$ в Te за счет члена $(1/2)\delta_0\sigma_zk_z(k_+^3 + k_-^3)$ в $\hat{H}(\mathbf{k})$. Тогда соответствующий средний сдвиг $\Delta R \approx k_z^2k_x^2k_y^2(k_x^2 - k_y^2)$ и при усреднении по телесному углу $\mathbf{k}$ обращается в нуль.

В [8] приведены выражения для вкладов в ток БЛФГЭ, создаваемых процессами A, B, C (см. формулы (4а)–(4в) в [8]), где учтено, что в случае больцмановской статистики вклад возникает лишь в члене кинетического уравнения, описывающем приход носителей, хотя это не всегда так (например, при учете "горба" подзоны M_1' в Te или X_1 в n-GaP).

Для удобства дальнейшего анализа далее приводим выражения для функций $\Phi_i(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$, определяемых произведениями матричных элементов переходов с участием фотона и фонона,

$$\Phi_1 = \mathrm{Im}(d_{22'}^{(\mu)}\mathbf{ep}_{2'1'}^{(\pm)}d_{1'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_2 = \mathrm{Im}(d_{21'}^{(\mu)}\mathbf{ep}_{1'2'}^{(\pm)}d_{2'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_3 = \mathrm{Im}(d_{22'}^{(\mu)}\mathbf{ep}_{2'2'}^{(\pm)}d_{2'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_4 = \mathrm{Im}(d_{21'}^{(\mu)}\mathbf{ep}_{1'1'}^{(\pm)}d_{1'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_5 = \mathrm{Im}(d_{21'}^{(\mu)}d_{1'1'}^{(\pm)}\mathbf{ep}_{11}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_6 = \mathrm{Im}(d_{22'}^{(\mu)}d_{2'1}^{(\pm)}\mathbf{ep}_{11}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_7 = \mathrm{Im}(\mathbf{ep}_{22}^{(\pm)}d_{21'}^{(\mu)}d_{1'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}),$$

$$\Phi_8 = \mathrm{Im}(\mathbf{ep}_{22}^{(\pm)}d_{22'}^{(\mu)}d_{2'1}^{(\pm)}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{12}^{(\mu)}). \qquad (12)$$

Здесь $d_{n'm}^{(i)} = d_{n\mathbf{k}',m\mathbf{k}}(\mathbf{ep}_{nm}^{(+)})$ — матричный элемент перехода с поглощением фонона (фотона), $p_{nm} = p_{n\mathbf{k},m\mathbf{k}}$ ($p_{n'm'} = p_{n\mathbf{k}',m\mathbf{k}'}$) — матричный элемент оператора импульса.

Ради упрощения дальнейших исследований далее приводим выражения для асимметричной части квадрата абсолютных значений матричных элементов, с помощью которых определяется ток ЛФГЭ для прямого межзонного оптического перехода с участием фотона,

$$\mathrm{As}|M_{2\mathbf{k},1\mathbf{k}}|^2 = -\frac{2\pi}{\hbar\omega}\left\{\frac{1}{\varepsilon^{(21)}}[\Phi_1[\delta(E_{1'1}) + \delta(E_{2'1} - \hbar\omega)]\right.$$

$$+ \Phi_2[\delta(E_{2'1}) + \delta(E_{1'1} - \hbar\omega)]]$$

$$+ (\Phi_5 - \Phi_4)\delta(E_{1'1}) + (\Phi_4 - \Phi_3)\delta(E_{1'1} - \hbar\omega)$$

$$\left. + (\Phi_8 - \Phi_7)\delta(E_{2'1}) + (\Phi_7 - \Phi_6)\delta(E_{2'1} - \hbar\omega)\right\}\delta(E_{21}^\omega),$$

для внутризонного непрямого оптического бесфотонного перехода,

$$\mathrm{As}|M_{1'1}|^2 = -\frac{2\pi}{\hbar\omega}\left\{(\tilde{\Phi}_5 - \tilde{\Phi}_4)\delta(E_{2'1'}^\omega) + (\Phi_4 - \Phi_5)\delta(E_{21}^\omega)\right.$$

$$\left. - \Phi_1\left[\frac{\hbar\tilde{\omega}\delta(E_{21}^\omega)}{E^{(21)} \pm \hbar\omega_L} + \frac{\hbar\tilde{\omega}\delta(E_{2'1'}^\omega)}{E^{(2'1')} \pm \hbar\omega_L}\right]\right\}\delta(E_{1'1}),$$

и для непрямого оптического перехода с участием фотона и фонона,

$$\mathrm{As}|M_{1'1}|^2 = -\frac{2\pi}{\hbar\omega}\delta(E^{\omega}_{1'1})\delta(E^{\omega}_{21})\left[\Phi_3 - \Phi_4 - \frac{\hbar\omega\Phi_2}{E^{(21)}}\right].$$

Здесь

$$E^{\omega}_{nm} = E_{n\mathbf{k}} - E_{m\mathbf{k}} - \hbar\omega, \quad E_{n'm} = E_{n\mathbf{k}'} - E_{m\mathbf{k}} \pm \hbar\omega_L,$$

$$E^{(21)} = \frac{\hbar^2}{2m_\perp}(k_\perp'^2 - k_\perp^2) + \frac{\hbar^2}{2m_\parallel}(k_z'^2 - k_{z0}^2),$$

$$E^{\omega}_{n'm} = E_{n'm} - \hbar\omega,$$

$$k_{z0} = \beta_v^{-1}\sqrt{(\hbar\tilde{\omega})^2 - \Delta^2}, \quad \hbar\tilde{\omega} = \hbar\omega/2;$$

$$E^{(2'1')} = E^{(21)}(k_\perp \to k'_\perp, k'_z \to k'_{z0}; k_{z0} \to k''_z),$$

$$\tilde{\Phi}_n = \Phi_n(\mathbf{k}_2 \leftrightarrow \mathbf{k}'_2).$$

2.1. Фононный механизм БЛФГЭ

В случае фононного механизма БЛФГЭ в Te функции Φ_i имеют вид

$$\Phi_1 = -A_z(\eta+\eta')p[2'1', 12], \quad \Phi_2 = A_z(\eta-\eta')p[1'2', 12],$$

$$\Phi_3 = rA_z\sqrt{1-\eta'^2}p[11, 12], \; \Phi_4 = rA_z\sqrt{1-\eta'^2}p[1'1', 12],$$

$$\Phi_5 = rA_z\sqrt{1-\eta'^2}p[22, 12],$$

$$\Phi_6 = \Phi_5, \quad \Phi_7 = -\Phi_8 = \Phi_3. \tag{13}$$

Здесь

$$p(l\bar{l}, m\bar{m}) = \mathbf{ep}_{l\bar{l}}\mathbf{e}^*\mathbf{p}_{m\bar{m}}, \quad A_z = Cd_0u_z^2q_z^0q^{-2},$$

$$r = -\Delta/|\Delta|, \; \eta = \beta_v k_z/\sqrt{\Delta^2 + \beta_v^2k_z^2}, \; \eta' = \eta(k_z \to k'_z),$$

$$\mathbf{ep}_{l'k,lk} = \frac{m_0}{\hbar}\Big\{2\cdot\hat{1}^{(l'l)}(A_\perp\mathbf{e}_\perp\mathbf{k}_\perp + e_zk_z\beta_z) + \beta_v\sigma_z^{(l'l)}e_z + \delta_0\sigma_z^{(l'l)}[e_z(k_x^3 - 3k_xk_y^2) - 6e_xk_xk_yk_z + 3e_xk_z(k_x^2 - k_y^2)]\Big\}, \tag{14}$$

$$\mathbf{e}_\perp\mathbf{k}_\perp = e_xk_x + e_yk_y.$$

В (14) не учтены релятивистски малые слагаемые. Для простоты рассмотрим геометрию опыта с $e_z = 0$ (т.е. $\mathbf{e}\perp\mathbf{C}_3$, $\mathbf{C}_3 \parallel Oz$) и учтем, что

$$\mathbf{ep}^{(ll)} = \frac{2m_0}{\hbar}\Big\{A_\perp\mathbf{e}_\perp\mathbf{k}_\perp + (-1)^{l-1}3\delta_0[e_x(k_x^2 - k_y^2) - 2e_yk_xk_y]k_z\eta\Big\},$$

$$\mathbf{ep}^{(l\bar{l})} = 3r\delta_0\frac{m_0}{\hbar}\sqrt{1-\eta^2}[e_xk_z(k_x^2 - k_y^2) - 2e_yk_xk_y]. \tag{15}$$

Заметим, что вклады в ток фононного механизма БЛФГЭ, пропорциональные функциям Φ_1, Φ'_2, малы по параметру δ_0k_{z0}/A, и не будем учитывать их в дальнейшем. Примем следующие обозначения:

$$Q^{(1)}_\alpha = q_zk_z\{\delta_{\alpha x}[e_x^2k_xk'_x(k_x^2 - k_y^2) - 2e_y^2k_yk'_yk_x^2] + \delta_{\alpha y}[k_yk'_y(k_x^2 - k_y^2) - 2k_xk_y^2k'_x]e_xe_y\},$$

$$Q^{(2)}_\alpha = q_zk_z\{\delta_{\alpha x}[e_x^2k'_x(k_x^2 - k_y^2) - 2e_y^2k_xk'_xk_yk_x^2] + \delta_{\alpha y}[k'_y(k_x^2 - k_y^2) - 2k_xk'_xk_yk'_y]e_xe_y\},$$

$$Q^{(3)}_\alpha = q_zk_z\{\delta_{\alpha x}[e_x^2k_xk'_x(k_x^2 - k_y^2) - 2e_y^2k_x^2k_y^2] + \delta_{\alpha y}[k_y^2(k_x^2 - k_y^2) - 2k_x^2k_y^2]e_xe_y\},$$

$$Q^{(4)}_\alpha = q_zk_z\{\delta_{\alpha x}[e_x^2k_xk'_x(k_x^2 - k_y^2) - 2e_y^2k_xk'_xk_y^2] + \delta_{\alpha y}[k_yk'_y(k_x^2 - k_y^2) - 2k_x^2k_yk'_y]e_xe_y\}. \tag{16}$$

Имеем следующие полезные соотношения:

$$\bar{\Phi}_3 = \bar{\Phi}_5 = -\bar{\Phi}_6 = -\bar{\Phi}_8 = B_zk_\perp^4,$$

$$\bar{\Phi}_4 = \bar{\Phi}'_3 = -\bar{\Phi}_7 = \bar{\Phi}'_5 = -\bar{\Phi}'_6 = -\bar{\Phi}'_8 = B_z\tilde{\mu}k'_\perp k_\perp^3,$$

$$\bar{\Phi}'_4 = -\bar{\Phi}'_7 = B_z(2\tilde{\mu}^2 - 1)(k_\perp k'_\perp)^2, \tag{17}$$

где

$$B_z = \frac{m_0^2}{\hbar^2}\frac{3}{4m_\perp}\delta_0Cd_0u_z^2\frac{q_zk_z}{q^2}\chi_{\alpha xx'}r\sqrt{1-\eta'^2}, \tag{18}$$

$$\chi_{\alpha xx} = \delta_{\alpha x}(e_x^2 - e_y^2) - 2e_xe_y\delta_{\alpha y},$$

$$\bar{\Phi}_n = \langle k_\alpha\Phi_n\rangle, \quad \bar{\Phi}'_n = \langle k'_\alpha\Phi_n\rangle, \tag{19}$$

угловые скобки означают усреднение по телесным углам $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, $\tilde{\mu} = \cos\varphi$, φ — угол между векторами $\mathbf{k}_\perp = \{k_x, k_y, 0\}$ и $\mathbf{k}'_\perp = \{k'_x, k'_y, 0\}$. Угловое усреднение проведено в *Приложении*. В результате углового интегрирования по φ получим

$$\bar{\bar{\Phi}}_3 = \bar{\bar{\Phi}}_5 = -\bar{\bar{\Phi}}_6 = -\bar{\bar{\Phi}}_8 = B_z\sigma_1,$$

$$\bar{\bar{\Phi}}_4 = -\bar{\bar{\Phi}}_7 = \bar{\bar{\Phi}}'_3 = \bar{\bar{\Phi}}'_5 = -\bar{\bar{\Phi}}'_6 = \bar{\bar{\Phi}}'_8 = B_z\sigma_2,$$

$$\bar{\bar{\Phi}}'_4 = -\bar{\bar{\Phi}}'_7 = B_z\sigma_3, \tag{20}$$

где

$$\sigma_1 = k_\perp^4(a^2 - b^2)^{-1/2},$$

$$\sigma_2 = \frac{k'_\perp}{k_\perp b}(a\sigma_1 - 1), \quad \sigma_3 = \frac{k'_\perp}{k_\perp}\frac{a}{b}\sigma_2,$$

$$a = (k'_z - k_z)^2 + k_\perp'^2 + k_\perp^2, \quad b = -2k_\perp k'_\perp, \tag{21}$$

которые в случае $\hbar\omega \gg k_BT$, т.е. при $k' \gg k$, имеют вид

$$\sigma_1 = k_zk'_zk_\perp^4/l'^2, \quad \sigma_{2,3} = 0. \tag{22}$$

2.2. Фотонный механизм БЛФГЭ

При расчете фотонного вклада в ток БЛФГЭ используются общие формулы (6). При этом в (2) сохраняется только первое слагаемое, а при расчете матричного элемента оператора импульса учитываются все слагаемые в (6). Тогда для функций $\bar{\Phi}_n$, $\bar{\Phi}'_n$ имеем

$$\bar{\Phi}_3 = \bar{\Phi}_5 = -\bar{\Phi}_6 = -\bar{\Phi}_8 = C_\alpha k_\perp^4 q^{-2},$$

$$\bar{\Phi}'_3 = \bar{\Phi}'_5 = -\bar{\Phi}'_6 = -\bar{\Phi}'_8 = \bar{\Phi}_4 = -\bar{\Phi}_7 = C_\alpha \tilde{\mu} k_\perp^3 k'_\perp,$$

$$\bar{\Phi}'_4 = -\bar{\Phi}'_7 = C_\alpha k_\perp^2 {k'_\perp}^2 (2\tilde{\mu}^2 - 1), \tag{23}$$

где

$$C_\alpha = \chi_{\alpha xx} 3C^2 u^2 A_\perp \delta'' \left(\frac{eA_0}{c\hbar}\right)^2 q^{-2}.$$

Тогда

$$\bar{\bar{\Phi}}_3 = \bar{\bar{\Phi}}_5 = -\bar{\bar{\Phi}}_6 = -\bar{\bar{\Phi}}_8 = \bar{\bar{\Phi}}'_3$$

$$= \bar{\bar{\Phi}}'_5 = \bar{\bar{\Phi}}_4 = -\bar{\bar{\Phi}}_7 = \bar{\bar{\Phi}}'_4 = -\bar{\bar{\Phi}}'_7 \tag{24}$$

определяются выражениями

$$S_1 = \operatorname{Re}\operatorname{Sp}\left[\sigma_z\left(\frac{\partial \hat{t}_{l'}}{\partial k_\alpha}\hat{t}_l + \hat{t}_{l'}\frac{\partial t_l}{\partial k_\alpha}\right) - (lk_\alpha \leftrightarrow l'k'_\alpha)\right],$$

$$S_2 = \operatorname{Re}\operatorname{Sp}[\sigma_z(\hat{Q}_l^{(\alpha)}\hat{t}_l + \hat{t}_l\hat{Q}_{l'}^{(\alpha)}) - (lk_\alpha \leftrightarrow l'k'_\alpha)], \tag{25}$$

где

$$\hat{Q}_l^{(\alpha)} = \frac{\partial \hat{C}_l(\mathbf{k})}{\partial k_\alpha}\hat{C}_l^+(\mathbf{k}) - \hat{C}_l(\mathbf{k})\frac{\partial \hat{C}^{(+)}_{l(\mathbf{k})}}{\partial k_\alpha},$$

$$\hat{t}_l = \hat{C}_l\hat{C}_l^+, \quad \hat{C}_l = \begin{pmatrix} C_{+3/2}^{(l)} \\ C_{-3/2}^{(l)} \end{pmatrix},$$

$$\hat{t}_1 = (\hat{1} + \eta\sigma_z + \sigma_x\sqrt{1-\eta^2})/2, \quad \hat{t}_2 + \hat{t}_1 = \hat{1},$$

$$Q_1^{(\alpha)} = -Q_2^{(\alpha)} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{2\cdot 2\sqrt{1-\eta^2}}\frac{\partial\eta}{\partial k_\alpha},$$

$$\sigma_\pm = \sigma_x + i\sigma_y, \quad (l = 1, 2). \tag{26}$$

В выражениях (25) $l = 1$, $l' = 2$. Здесь пренебрегается процессами, обусловленными спонтанными переходами дырок из M'_2 в M'_1. Нетрудно показать (после вычисления следа в (25)), что фононный механизм СЛФГЭ в Te в рассматриваемом нами случае не дает вклад в ЛФГЭ.

3. Обсуждение результатов

Из (13) нетрудно убедиться в том, что при возбуждении светом с энергией $\hbar\omega - 2\Delta_2 \leqslant \hbar\Omega$ процессы, обусловленные испусканием фотонов, подавлены. В этом случае температурный ход тока как фононного, так и фотонного механизмов БЛФГЭ определяется выражениями (13), (14) с $a^l_{ij} = b^l_{ij}$, т.е. температурной зависимостью коэффициента поглощения света при прямом оптическом переходе дырок между подзонами M'_2 и M'_1

$$K(\omega, T) = K_\parallel(\omega, T) + 2K_\perp(\omega, T),$$

$$K_\parallel(\omega, T) = \frac{e^2 m_\perp \beta_v}{cn_\parallel \hbar^3} e^{\mu/k_B T} \frac{y}{x^2\sqrt{x^2-1}} e^{\frac{x-(x^2-1)\alpha}{y}},$$

$$y = k_B T/\Delta_2,$$

$$K_\perp(\omega, T) = \frac{36\beta_v^{-4}\delta_0^2 y^2 n_\parallel K_\parallel(\omega, T)\Delta_2^4 m_\perp^2}{n_\perp \hbar^4 x^4},$$

$$\alpha = \frac{\hbar^2\Delta_2}{2m_\parallel\beta_v}, \quad x = \hbar\omega/2\Delta_2,$$

химический потенциал дырок определяется из соотношения

$$e^{\mu\beta} = S\frac{2\pi^2\beta\hbar^2 p}{3m_\perp},$$

$$S = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \left\{\exp\left[\beta(\Delta_2^2 + \beta_v^2 k_z^2)^{1/2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_X}\right]\right.$$

$$\left. + \exp\left[-\beta(\Delta_2^2 + \beta_v^2 k_z^2)^{1/2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_X}\right]\right\}.$$

При численных расчетах принимали следующие значения параметров теллура: $\hbar^2/2m_X = 0.363 \cdot 10^{14}$ эВ·см^2, $\hbar^2/2m_\perp = 0.326 \cdot 10^{14}$ эВ·см^2, $\beta_v^2 = 0.60 \cdot 10^{-14}$ эВ·см^2, $\Delta_2 = 63.15$ мэВ, $n_\perp = n_\parallel = \sqrt{\varepsilon_0} = \sqrt{2.3}$.

Из последних соотношений видно, что при $\delta_0 \ll \beta_v k_T^{-3}$, $k_T^2 = k_B T/(A_2 - A_1)$, температурная и спектральная зависимости коэффициента межзонного поглощения света в теллуре определяется величиной $K_\parallel$.

Отметим, что в сферическом приближении в энергетическом спектре, которое учитывается только в аргументах δ-функции:

а) функции, определяемые последними двумя соотношениями (19), имеют вид

$$\bar{\Phi}_1 = 2C_z\beta_v q^{-2}\left\{[(S_3 - S_1)/\varepsilon] + \left[\frac{S_3 - S'_3}{\varepsilon'}\right]\right\},$$

$$\bar{\Phi}_1 = 2C_z\beta_v q^{-2}\left\{[(\tilde{S}_3 - \tilde{S}_1)/\varepsilon] + \left[\frac{\tilde{S}_3 - \tilde{S}'_3}{\varepsilon'}\right]\right\},$$

$$\tilde{S}_3 = S_3(k'_z \to k_z),$$

$$S_1 = \bar{C}\frac{k^3 k'^3}{105}\left(P_2 + \frac{k}{k'}P_1\right);$$

$$S_2 = \bar{C}\frac{k^4 k'^2}{5\cdot 105}\left(7P_1 - 2P_3 + 5\frac{k'}{k}P_2\right);$$

$$S_3 = \bar{C}\frac{k^4 k'^2}{105}\left(P_2 + \frac{k}{k'}P_3\right); \quad S_m = S_v(k \to k'),$$

$$\bar{C} = -\frac{24m_0^2}{\hbar^2}C\bar{\eta}\sigma'\sigma,$$

$$C_z = Cd_0 u_z^2, \quad \sigma = \sigma' = -\beta_v k_\omega,$$

с помощью которых определяются коэффициенты a_{phon} и b_{phon} баллистического ЛФГЭ, где k_ω определяется из закона сохранения энергии межзонного прямого оптического перехода. Этот вклад имеет малость (по отношению к вкладу фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ) порядка $(1 - \hbar\omega/2\Delta_2)$;

б) вклад фононного механизма баллистического ЛФГЭ имеет малость порядка $\delta_0 k_\omega/\beta_v$ по отношению к вкладу фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ;

в) вклад фононного механизма сдвигового ЛФГЭ в эффект равен нулю, если не учитывать анизотропию функции распределения фотовозбужденных электронов.

Наконец, отметим, что фототок пропорционален мнимой части произведения Q^*D. Поэтому потоки носителей тока в точках M и P совпадают по направлению, если иметь в виду, что матричные элементы оператора импульса вблизи этих точек зоны Бриллюэна связаны соотношением $(\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}_P(\mathbf{k}))_{21} = (\mathbf{e}\cdot\mathbf{p}_M(-\mathbf{k}))_{\overline{21}}$, состояния с индексами $\overline{m}$ и m получаются друг из друга под действием оператора инверсии времени.

Приложение

При расчете фототока в гиротропных кристаллах надо вычислить интегралы типа

$$\frac{1}{2\pi}\frac{1}{2\pi}\iint d\Omega d\Omega' |\mathbf{k}-\mathbf{k}'|^{-2} o_x^a o_y^b {o'_x}^n {o'_y}^m, \qquad (\text{П}.1)$$

где Ω, Ω' — телесные углы векторов $\mathbf{o} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$, $\mathbf{o}' = \mathbf{k}'/|\mathbf{k}'|$. (П.1) удобно привести к виду

$$\int d\tilde{\mu}(g-\tilde{\mu})^{-2} G\langle a, b|n, m\rangle, \qquad (\text{П}.2)$$

где g — некоторая не зависящая от углов величина,

$$G\langle a, b|n, m\rangle = \frac{1}{2\pi}\int d\varphi(\cos^2\varphi - \sin^2\varphi) o_x^a o_y^b {o'_x}^n {o'_y}^m$$

— чем и определяется фототок. Здесь ввели систему координат, связанную с вектором $\mathbf{o}$. Тогда орты новой координатной системы описываются выражениями: $e_x = (\cos\varphi, \sin\varphi)$, $e_y = (-\sin\varphi, \cos\varphi)$, а единичные вектора, направленные по $\mathbf{k}'$, определяются как $O'_x = \cos(\varphi+\phi)$, $O'_y = \sin(\varphi+\phi)$, где ϕ — угол между векторами $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{k}$. Далее проанализируем свойства G-функций:

1) $G(a, b|n, m) = G(n, m|a, b)$;
2) $G(b, a|m, n) = G(a, b|n, m)$;
3) $G(a\pm 2, b|n, m) + G(a, b|n\pm, m) = \pm G(a, b|n, m)$;
4) $G(a+1, b|n+1, m) + G(a, b+1|n, m+1) = \tilde{\mu} G(a, b|n, m)$;
5) $G(a, b|n\pm 2, m) + G(a, b|n, m\pm) = \pm G(a, b|n, m)$;
6) $G(a, b|n, m) = 0$, если $a+b+n+m$ есть нечетное число.

Для полноты далее приводим явный вид G-функций в случае $a+b+n+m \leqslant 8$. Для $G(a, b|0, 0,) = G(a, b)$:

1) $G(2a, 0) = (2a-1)!!/(2^{a+1}\cdot a!)$;
2) $G(2, 0) = 1/4$;
3) $G(4, 0) = 3/8$;
4) $G(6, 0) = 5/16$;
5) $G(8, 0) = 35/128$;
6) $G(2, 2) = 1/8$;
7) $G(4, 2) = 1/16$;
8) $G(6, 2) = 5/128$;

Для функций $G(a, b|n, m)$:

1) $G(1, 0|1, 0) = -G(0, 1|0, 1) = P_1(\cos\phi)/2$.
2) $G(3, 0|1, 0) = -G(0, 3|0, 1) = 3P_1(\cos\phi)/8$.
3) $G(5, 0|1, 0) = 5P_1(\cos\phi)/16$.
4) $G(7, 0|1, 0) = 35P_1(\cos\phi)/128$.
5) $G(2, 0|2, 0) = \tilde{\mu}^2/4$.
6) $G(2, 0|0, 2) = (1-\tilde{\mu}^2)/4$.
7) $G(3, 0|0, 1) = (1-\tilde{\mu}^2)^{1/2}/4$.
8) $G(3, 0|1, 0) = -G(0, 1|1, 0) = \tilde{\mu}/4$.

Список литературы

[1] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М., Наука, 1992).
[2] Р.Я. Расулов. Автореф. докт. дис. (СПб., 1993).
[3] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. ФТП, **13**, 992 (1979).
[4] А.В. Андрианов, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов, И.Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, **81**, (6[12]), 2080 (1981).
[5] В.И. Белиничер, Е.Л. Ивченко, Б.И. Стурман. ЖЭТФ, **83**, (2[8]), 649 (1982).
[6] П.Н. Горлей, В.С. Радченко, В.А. Шендеровский. *Процессы переноса в теллуре* (Киев, Наук. думка, 1987).
[7] Е.Л. Ивченко, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус, Р.Я. Расулов. ФТП, **18** (1), 93 (1984).
[8] Ю.Б. Лянда-Геллер, Р.Я. Расулов. ФТТ, **27** (4), 945 (1985).
[9] F. Henneberger, N.S. Averkiev, R.Ya. Rasulov. Phys. St. Sol. (b), **109** (1), 343 (1982).
[10] Р.Я. Расулов. ФТП, **23** (4), 698 (1989).
[11] М.С. Бреслер, Г.Е. Пикус. ФТП, **13** (6), 1734 (1971).

Редактор Л.В. Шаронова

Linear photogalvanic effect in gyrotropic crystals

R.Ya. Rasulov, Yu.E. Salenko, D. Qambarov

Fergana State University,
71200 Fergana, Uzbekistan

Abstract A theoretical consideration has been made of mechanisms of ballistic and shift linear photogalvanic effects caused by the asymmetry of probability of optical transitions between subzones M'_1 and M'_2 in tellurium, longitudinal optical phonons being involved, and shift of charge carriers in real space under quantum transitions, respectively. Current temperature and frequency dependences both for ballistic and shift linear photo galvanic effects were analyzed for the photon and phonon mechanisms.