

ТЕОРИЯ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В *n*-GaP

Р. Я. Расулов, Х. Сидикова, У. Ганиев

Ферганский государственный педагогический институт им. Улугбека,
712007, Фергана, Узбекистан
(Получена 6.04.1992. Принята к печати 21.05.1992)

Теоретически рассматриваются фотонный механизм баллистического и сдвигового линейных фотогальванических эффектов, обусловленный асимметрией вероятности оптических переходов между подзонами X_1 и X_3 в *n*-GaP с участием длинноволновых фононов и сдвигом носителей тока в реальном пространстве при квантовых переходах соответственно.

Исследован эффект увлечения электронов фотонами в *n*-GaP, обусловленный непрямыми межподзонами оптическими переходами с учетом импульса фотона.

Теоретические результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Линейным фотогальваническим эффектом (ЛФГЭ) называется возникновение стационарного тока в однородных пьезоэлектрических кристаллах при их освещении линейно поляризованным светом [¹⁻³], а в кристаллах низкой симметрии — и при освещении неполяризованным или циркулярно поляризованным светом.

ЛФГЭ описывается тензором третьего ранга $\chi_{\alpha\beta\gamma}$:

$$j_{\alpha} = I\chi_{\alpha\beta\gamma} (e_{\beta}^{\circ}e_{\gamma}^{\circ} + e_{\beta}e_{\gamma}^{\circ}), \quad (1)$$

где I — интенсивность, e — вектор поляризации возбуждающего света, j — вектор плотности тока в 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.

Эффект увлечения электронов фотонами (ЭУЭФ) связан с возникновением фототока за счет передачи электронной подсистеме импульса фотона [^{1, 4}].

ЛФГЭ и ЭУЭФ в *n*-GaP были экспериментально исследованы в области частот ниже края фундаментального поглощения [⁵]. Естественно, при этих условиях ЛФГЭ и ЭУЭФ обусловлены оптическими переходами между подзонами X_1 и X_3 .

На рис. 1 приведены экспериментальные значения величин $D = \chi/\sigma$ (σ — фотопроводимость), R (ЭУЭФ), K (коэффициент поглощения света), где видно, что D , K , R имеют максимумы при длинах волн 3 и 10 мкм. При этом в обоих максимумах K имеет почти одну и ту же величину, но величина D в области длин волн от 3 до 10 мкм падает почти на порядок, а величина R — в несколько раз.

При освещении светом с длиной волны $\lambda = 3$ мкм оптические переходы между ветвями зоны проводимости X_1 и X_3 энергетически разрешены, а при $\lambda = 10$ мкм такие переходы запрещены законом сохранения энергии. Эти экспериментальные результаты дали возможность предположить, что при $\lambda = 3$ мкм наибольший вклад в ЛФГЭ и ЭУЭФ дают оптические переходы носителей из одной зоны в другую.

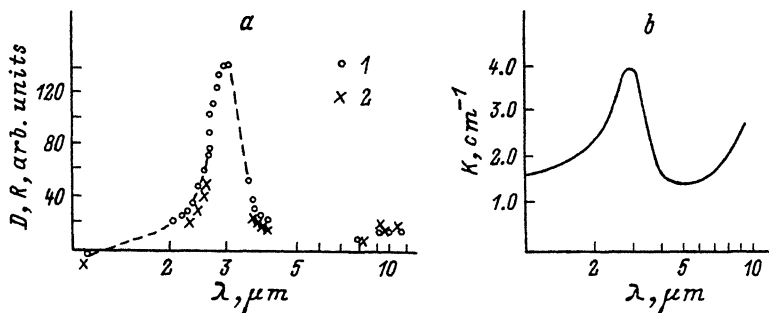


Рис. 1. Экспериментальные спектральные зависимости сигнала линейного фотогальванического эффекта D (а, 1), эффекта увлечения электронов фотонами R (а, 2) и коэффициента поглощения K (б) в n -GaP. $T = 300$ К. $n = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В [6, 7] был предложен однофононный механизм ЛФГЭ в полупроводниках, связанный с переходами между подзонами вырожденных зон или между близко расположенными зонами одного типа (p или n), получивший позднее название баллистического ЛФГЭ.

Причиной возникновения баллистического ЛФГЭ является наличие членов разной четности по волновому вектору в гамильтониане электрон-фотонного взаимодействия (фотонный механизм).

Имеется еще один вклад в ЛФГЭ — сдвиговой, обусловленный смещением носителей тока на конечное расстояние в реальном пространстве при квантовых переходах. Последовательная кинетическая теория сдвигового ЛФГЭ, с учетом процессов рассеяния и рекомбинации, изложена в [8].

В настоящей работе построена количественная теория фотонного механизма ЛФГЭ и ЭУЭФ в n -GaP при внутрizonном поглощении света.

Основные соотношения

Основная формула для фототока, используемая при микроскопическом расчете фотогальванического эффекта (ФГЭ), имеет в общем случае вид

$$\mathbf{j} = -e \sum_{nn'\mathbf{k}} \mathbf{v}_{nn'}(\mathbf{k}) \rho_{n'n}(\mathbf{k}), \quad (2)$$

где ρ — стационарная матрица плотности электронов; $\mathbf{v}_{nn'}$ — матричный элемент оператора скорости, вычисленный между состояниями (n, \mathbf{k}) и (n', \mathbf{k}') ; n (n') — индекс электронной зоны (или подзоны).

Разделим в (2) диагональные (\mathbf{j}_d) и недиагональные \mathbf{j}_{nd} по номерам зоны вклады

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_d + \mathbf{j}_{nd},$$

$$\mathbf{j}_d \equiv \mathbf{j}_{\text{ball}} = -e \sum_{n\mathbf{k}} \mathbf{v}_{nk} f_{nk}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_{nd} \equiv \mathbf{j}_{\text{dis}} = -e \sum_{n \neq n', \mathbf{k}} \mathbf{v}_{nn'}(\mathbf{k}) \rho_{n'n}(\mathbf{k}),$$

где скорость $\mathbf{v}_{nk} \equiv \mathbf{v}_{nn}(\mathbf{k}) = \hbar^{-1} \nabla_{\mathbf{k}} E_{nk}$, $E_{nk} = E_n(\mathbf{k})$ — энергетический спектр электронов подзоны (см. Приложение I).

Диагональный вклад по номерам зоны вклад определяется индуцированным светом асимметрией функции распределения (баллистический ФГЭ — j_{ball}), а недиагональный вклад связан со сдвигом свободных носителей в реальном пространстве при квантовых переходах (сдвиговый ФГЭ — j_{dis}).

Рассмотрим их по отдельности.

Сдвиговый ФГЭ

Можно показать, что выражение для j_{dis} преобразуется к виду

$$j_{\text{dis}} = -e \sum_{nn'kk'} R_{n'k',nk} W_{n'k',nk}. \quad (4)$$

Здесь $W_{n'k',nk}$ — вероятность перехода в единицу времени электрона из состояния (n, k) в (n', k') , R — сдвиг центра тяжести электронного волнового пакета в координатном пространстве при квантовых переходах $(n, k) \rightarrow (n', k')$.

Рассмотрим один из возможных механизмов сдвигового ЛФГЭ и n -GaP, связанного с прямыми оптическими переходами между подзонами X_1 и X_3 без участия фононов. Для этого используем формулу [8]

$$j_{\alpha, \text{dis}} = \frac{e l e_p e_\gamma^*}{2\pi m_0^2 \hbar \omega^2 c n_\omega} \sum_\nu \int d^3 k \operatorname{Im} [p_{31,\nu}^* \nabla_{k_\alpha} (p_{31,\nu}^\dagger)^*] f_{1k}^{(0)} \times \\ \times \delta(E_{3k} - E_{1k} - \hbar\omega), \quad (5)$$

где n_ω — показатель преломления на частоте ω , ν — номер долины.

Подставляя формулы Приложения I (П I.2, П I.3, П I.7) в (5) и суммируя по всем долинам, получим

$$j_{\alpha, \text{dis}} = -e \frac{I}{\hbar\omega} K_\nu L_{\text{dis}} e_z (e_x \delta_{\alpha y} + e_y \delta_{\alpha x}), \quad (6)$$

где $L_{\text{dis}} = 3D'P^{-1}(\hbar\omega)^{-1}$,

$$K_\nu = \frac{e^2 k_B T \cdot \exp(\mu/k_B T)}{4c n_\omega \hbar B k_\omega}$$

$$\mu = E_F - A k_\omega^2 + \hbar\omega/2, \quad k_\omega^2 = (2P)^{-2} [(\hbar\omega)^2 - \Delta^2],$$

$$e^{\beta E_F} = \frac{8\pi^{3/2} B A^{1/2}}{3 (k_B T)^{3/2}} N' \operatorname{cth}(\beta, \Delta), \quad \beta^{-1} = k_B T, \quad (7)$$

N' — концентрация свободных электронов, K_ν — коэффициент поглощения света при прямом оптическом переходе электронов между подзонами X_1 и X_3 для $e\|C_3$.

Заметим, что частотная зависимость тока сдвигового ЛФГЭ, как и частотная зависимость $K_\nu(\omega)$, имеет корневую особенность при освещении светом $\hbar\omega \sim \Delta$, связанную с тем, что плотность состояния электронов в этом случае пропорциональна величине $[(\hbar\omega)^2 - \Delta^2]^{1/2}$.

Таким образом, показали, что в случае фотонного механизма сдвигового ЛФГЭ в n -GaP ток возникает при учете асимметрии электрон-фотонного взаимодействия, т. е. при учете слагаемых разной четности по k в выражении для матричного элемента электрон-фотонного взаимодействия. Мерой этой

асимметрии в n -GaP может служить величина $|PD'k| (P^2 + D'^2k^2)^{-1}$. При сравнимых P и $D'k$ справедливо соотношение $|R| \propto PD' / (P^2 + D'^2k^2) \ll 1/(2k)$, т. е. величина сдвига при переходе X_1-X_3 не может превышать величину $\Lambda/4\pi$, где Λ — де-Бройлевская длина волны электрона, участвующего в переходе. (Аналогичная ситуация имеет место и в теллуре).

В кристаллах с центром симметрии в выражении для ϵ_{r31} присутствуют члены одинаковой четности по k , и $j_{\text{dis}} = 0$, т. е. в кристаллах с центром симметрии сдвиговой ЛФГЭ отсутствует.

Баллистический ЛФГЭ

Для упрощения задачи сразу положим, что $\Delta \sim \hbar\omega > \hbar\Omega, k_B T$, и поэтому считаем, что верхняя подзона пустая, и примем во внимание непараболичность (горб) спектра нижней подзоны ($\hbar\Omega$ — энергия LO-фонона).

Отметим, что вклад внутризонного оптического перехода электронов в баллистический ЛФГЭ отличается от ранее рассмотренного в [9-11] тем, что здесь учитываются внутризонные оптические переходы с виртуальными состояниями в других зонах, тогда как в [9-10] при внутризонном поглощении света (с учетом ангармонического рассеяния на фононах или двукратного рассеяния на примеси) виртуальное состояние лежит в той же зоне.

В том актуальном случае, когда оператор взаимодействия электронов с фононами или примесями зависит лишь от переданного носителю импульса, вклад в фототок возникает при учете ангармонических процессов [9, 10]. В случае взаимодействия электронов с фононами или примесями, если матричный элемент электрон-фононного взаимодействия зависит от начального и конечного импульсов, то однофононные процессы или однократные рассеяния на примеси также могут привести к ЛФГЭ [11].

Согласно (3), выражение для тока баллистического ЛФГЭ в приближении времени релаксации $\tau_{nk} = \tau(E_{nk})$ примет вид

$$j_{\text{ball}} = -e \sum_{nk} v_{nk} \tau_{nk} g_{nk}^{(\text{as})} = -e \sum_{nn'kk'} (v_{n'k'} \tau_{n'k'} - v_{nk} \tau_{nk}) \times \\ \times W_{n'k', nk}^{(\text{as})}, \quad (8)$$

где $g_{nk}^{(\text{as})}$ — темп асимметричной генерации.¹

Асимметричная часть вероятности перехода от начального (n, k) в конечное (n', k') состояние определяется стандартной формулой квантовой механики

$$W_{n'k', nk}^{(\text{as})} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{n'k', nk}|_{\text{as}}^2 \delta(E_{nk} - E_{n'k'}). \quad (9)$$

Поэтому для расчета фототока необходимо вычислить матричный элемент перехода $M_{n'k', nk}$ во втором порядке теории возмущений с использованием следующих выражений для операторов электрон-фононного и электрон-фотонного взаимодействия:

а) взаимодействие электронов с полярными оптическими фононами

¹ Заметим, что строгое рассмотрение с применением диаграммной техники показывает, что учет неинтерференционных членов в симметричной генерации $g_{nk}^{(\text{s})}$ по теории возмущений в кинетическом уравнении (8) был бы некорректен. В то же время использованные далее формулы для расчета асимметричного темпа генерации вполне законны.

$$D_q = iCu_q q q^{-2} + d_0 u_{zq},$$

где C и d_0 — константы дальнего- и короткодействующего потенциалов, u_q — оператор смещения, $q = k' - k$ — волновой вектор фонона;

б) электрон-фотонное взаимодействие — $\mathcal{H}' = -\frac{e}{c} v A_0$, где A_0 — вектор-потенциал электромагнитной волны.

Далее поступим подобно [12]. Как указано в [12], температурная и частотная зависимости тока баллистического ЛФГЭ определяются по формулам (12.4a—г), а δ -функции фиксируют все волновые вектора начальных и конечных состояний носителей для каждого типа оптического перехода.² Значение k' определяется из условия равенства энергий конечного и одного из промежуточных состояний.

Известно, что для n -GaP $\Delta > \hbar\Omega$ ($\Delta = 335$ мэВ, $\hbar\Omega = 51$ мэВ), и поэтому бесфотонные реальные переходы термализованных электронов из подзоны X_1 в X_3 (и обратно) отсутствуют.

Таким образом, асимметрия генерации носителей при оптическом возбуждении возникает только с учетом одновременного взаимодействия с третьим телом (фонон, дефект, другой носитель и т. п.).

В дальнейшем рассмотрим фотонный механизм баллистического ЛФГЭ. В этом случае ток баллистического ЛФГЭ будет пропорционален квадрату константы фреilihовского электрон-фононного взаимодействия и произведению констант при слагаемых разной четности по волновому вектору электронов в матричном элементе оператора импульса.³

Тогда нетрудно получить, что отличные от нуля угловые усреднения типа $\langle k_x \Phi_{1,2} \rangle_{\Omega_1, \Omega_2}$ и $\langle k'_x \Phi_{1,2} \rangle_{\Omega_1, \Omega_2}$, где Ω_1 и Ω_2 — телесные углы волновых векторов начального (k) и конечного (k') состояний электронов, имеют вид

$$\Phi_{1,2} = C^2 \frac{u^2}{2q^2} P D' e_z \left(1 \pm \eta \eta' \pm \sqrt{(1 - \eta^2)(1 - \eta'^2)} \right) [e_x (\bar{k}'_y - \bar{k}_y) + e_y (\bar{k}'_x - \bar{k}_x)],$$

$$\bar{k}_{x,y} = \eta k_{x,y}, \quad \bar{k}'_{x,y} = \eta' k'_{x,y},$$

$$\eta = \Delta [\Delta^2 + P^2 + k_z^2]^{-1/2}, \quad \eta' = \eta (k_x \rightarrow k'_x). \quad (10)$$

Для дальнейших количественных расчетов и сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными удобно использовать следующие соотношения, которые определяют зависимость k'_z от ω , k_\perp , $k'_\perp = (k'_x + k'_y)^{1/2}$ и от зонных параметров

$$k_{z1} = \left[\frac{2AF_1 - P^2}{2A^2} \left(\left\{ 1 + \frac{4A^4 (\tilde{\Delta}^2 - F_1^2)}{(2AF_1 - P^2)^2} \right\} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (11a)$$

$$k_{z2} = k_{z1} (F_1 \rightarrow F_n). \quad (11b)$$

Здесь

$$F_1 = B (k_1'^2 - k_1^2) \pm \hbar\Omega + \hbar\tilde{\omega} - Ak_{z0}^2, \quad \hbar\tilde{\omega} = \hbar\omega/2, \quad \tilde{\Delta} = \Delta/2,$$

² Формулы из работы [12] при ссылках будут обозначаться как (12.1), (12.2) и т. д.

³ Ток фононного механизма баллистического ЛФГЭ будет пропорционален произведению $P^2 C d_0$, который может быть отличен от нуля при учете неравновесной части функции распределения фотовозбужденных электронов.

$$F_2 = F_1 - \hbar\omega, \quad F_3 = F_2, \quad F_4 = -A \cdot 2k_{z0}^2 - F_2,$$

$$k_{z0}^2 = \left(\frac{\tilde{\Delta}}{P} \right)^2 (x_w^2 - 1),$$

$$x_w = \hbar\omega/\Delta. \quad (12)$$

После несложных, но громоздких вычислений получим, что температурная и частотная зависимости тока баллистического ЛФГЭ имеют вид

$$\begin{aligned} j_{\lambda', \text{ball}} = \sum_{s=\pm 1} A'(\omega) \left(N_{\Omega} + \frac{1+s}{2} \right) \int d\xi_1 d\xi_2 e^{-a(\xi_1^2 + \xi_2^2)} \times \\ \times e_x (e_x \delta_{\lambda'y} + e_y \delta_{\lambda'x}) \sum_{\nu_1=1}^4 \delta_{\nu_1}, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$A'(\omega) = e \frac{I}{\hbar\omega} K(\omega, T) L, \quad L = \frac{C^2 u^2}{A^2 k_{\Delta}^2} \frac{\hbar}{m_0} \frac{B}{k_B T} \frac{D'}{P} \tau_1(\epsilon_1^0), \quad \sigma_{\nu} = \Xi_{\nu}/R_{\nu},$$

$$R_1 = z_1^2 - z_0^2 + \frac{B}{A} (\xi_2^2 - \xi_1^2) + s x_L^2, \quad x_L = k_L/k_{\Delta},$$

$$R_2 = z_2^2 - z_0^2 - \frac{B}{A} (\xi_2^2 - \xi_1^2) - s x_L^2, \quad k_{\Delta}^2 = \Delta A^{-1}, \quad k_L^2 = \hbar\Omega A^{-1},$$

$$R_3 = z_3^2 - z_0^2 + \frac{B}{A} (\xi_2^2 - \xi_1^2) - s x_L^2, \quad a = B k_{\Delta}^2 / k_B T,$$

$$R_4 = z_4^2 - z_0^2 - \frac{B}{A} (\xi_2^2 - \xi_1^2) - s x_L^2, \quad \lambda' = x, y; \quad \eta_0 = \eta(k_z = k_{z0}),$$

$$\begin{aligned} \Xi_1 = \eta_1^+ [\tilde{\tau}_1(\omega) \xi_1 (\xi_2 \eta_1 Q_1^{(1)} - \xi_1 \eta_0 Q_0^{(1)}) - \tilde{\tau}_1(k_{z1}) \xi_2 (\xi_2 \eta_1 Q_0^{(1)} - \\ - \xi_1 \eta_0 Q_1^{(1)})], \quad \tilde{\tau}_m = m_0 \tau_m / m_m \tau_1(\epsilon_1^0), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Xi_2 = \eta_2^{(-)} [\tilde{\tau}_3(\omega) \xi_1 (\xi_2 \eta_2 Q_1^{(2)} + \xi_1 \eta_2 Q_0^{(2)}) - \tilde{\tau}_1(k_{z2}) \xi_2 (\xi_2 \eta_2 Q_0^{(2)} + \\ + \xi_1 \eta_2 Q_1^{(2)})], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Xi_3 = \eta_3^+ [\tilde{\tau}_3(k_{z3}) \xi_2 (\xi_2 \eta_0 Q_0^{(3)} - \xi_1 \eta_3 Q_1^{(3)}) - \tilde{\tau}_3(\omega) \xi_1 (\xi_2 \eta_3 Q_1^{(3)} - \\ - \xi_1 \eta_0 Q_0^{(3)})], \end{aligned}$$

$$\Xi_4 = \eta_4^{(+)} [\tilde{\tau}_1(\omega) - \tilde{\tau}_3(\omega)] \xi_2 (\xi_2 \eta_0 Q_0^{(4)} - \xi_2 \eta_4 Q_1^{(4)}) \times$$

$$\times \frac{N_{\Omega} + (1-s)/2}{N_{\Omega} + (1+s)/2}, \quad \xi_1 = k_1/k_{\Delta}, \quad \xi_2 = k_1'/k_{\Delta},$$

$$\eta_{\nu}^{\pm} = \pm 1 + \eta_{\nu} \eta_{\nu} + \sqrt{1 - \eta_0^2} \sqrt{1 - \eta_{\nu}^2}, \quad \eta_{\nu} = \eta(k_z = k_{z\nu}),$$

$$Q_n^{(\nu_1)} = \int_0^{2\pi} \frac{(\cos \varphi)^n d\varphi}{2\pi (a_{\nu_1} - b \cos \varphi)}, \quad a_{\nu} = \frac{(k_{z0} - k_{z\nu})^2}{k_{\Delta}^2} + \xi_1^2 + \xi_2^2,$$

$$b = 2\xi_1\xi_2, \quad \nu_1 = (1 \div 4),$$

φ — угол между векторами \mathbf{k}_{\perp} и \mathbf{k}'_{\perp} . Как видно из последних соотношений, получить в явном виде выражения для фототока не удастся, поэтому мы провели численное интегрирование в (13) (см. Приложение II).

Эффект увлечения электронов фотонами

В случае больцмановской статистики свободных носителей выражение для тока ЭУЭФ в приближении времени релаксации имеет вид

$$\mathbf{j}' = -e \sum_{n\mathbf{k}} v_{n\mathbf{k}} \tau_{n\mathbf{k}} W_{n\mathbf{k}, n\mathbf{k}}, \quad (14)$$

где $\mathbf{k}' = \mathbf{k} \pm \boldsymbol{\kappa}$, знак «+» соответствует поглощению, «-» — испусканию фотона импульсом $\hbar\boldsymbol{\kappa}$.

Сразу отметим, что часть $W_{n\mathbf{k}, n\mathbf{k}}$, пропорциональная импульсу фотона, возникает за счет учета:

- а) волнового вектора фотона в законе сохранения энергии [13-15];
- б) зависимости квадрата матричного элемента оптического перехода от $\hbar\boldsymbol{\kappa}$ [14];
- в) влияния магнитного поля электромагнитной волны на угловой момент электронов [15], каждый из которых дает вклад в ток ЭУЭФ по отдельности.

Для получения аналитического выражения для тока ЭУЭФ в энергетическом спектре электронов считаем, что $D'k_x k_y < \tilde{\Delta}$, Pk_z , и поэтому $D'k_x k_y$ учтем лишь при расчете межзонного матричного элемента оператора импульса. Тогда имеем следующие соотношения:

$$E_{n\mathbf{k}} = A_n k^2 + (-1)^{(n+1)/2} \tilde{\Delta}, \quad (15a)$$

$$e p_{31} = \langle X_3 | e p | X_1 \rangle = i P e_z + D' (e_x k_y + e_y k_x). \quad (156)$$

Для удобства сравнения теоретических результатов с экспериментально наблюдаемой частотной зависимостью тока ЭУЭФ при фиксированной температуре (14) перепишем в виде

$$\mathbf{j}' = \mathbf{j}^{(1)} + \mathbf{j}^{(2)}, \quad (16)$$

где

$$\mathbf{j}^{(1)} = -e \frac{2\pi}{\hbar} (1 - e^{\beta\hbar\omega}) \sum_{\mathbf{k}} v_{1\mathbf{k}} \tau_{1\mathbf{k}} f_{1\mathbf{k}}^{(0)} |M_{3, \mathbf{k}+\boldsymbol{\kappa}; 1\mathbf{k}}|^2 \delta(E_{3, \mathbf{k}+\boldsymbol{\kappa}} - E_{1\mathbf{k}} - \hbar\omega), \quad (17a)$$

$$\mathbf{j}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} e (e^{\beta\hbar\omega}) \sum_{\mathbf{k}} v_{3\mathbf{k}} \tau_{3\mathbf{k}} f_{3\mathbf{k}} |M_{1, \mathbf{k}-\boldsymbol{\kappa}; 2\mathbf{k}}|^2 \delta(E_{1, \mathbf{k}-\boldsymbol{\kappa}} - E_{3\mathbf{k}} + \hbar\omega). \quad (176)$$

В дальнейшем разложим матричный элемент перехода $M_{3, \mathbf{k}+\boldsymbol{\kappa}; 1\mathbf{k}}$ в ряд по $\boldsymbol{\kappa}$, ограничиваясь при этом нулевым и линейным по $\boldsymbol{\kappa}$ слагаемыми. Тогда

$$M_{3, \mathbf{k}+\boldsymbol{\kappa}; 1\mathbf{k}} = M^{(1)} + M^{(2)} + M^{(3)} + M^{(4)}, \quad (18)$$

где

$$M^{(1)} = \text{ep}_{31} + V_{31}^{(H)}, \quad M^{(2)} = \kappa [(\nabla_{\mathbf{k}} \hat{C}_{3\mathbf{k}}^+) \text{ep} \hat{C}_1],$$

$$M^{(3)} = \kappa \hat{C}_3^+ (\nabla_{\mathbf{k}} \text{ep}) \hat{C}_1,$$

$$M^{(4)} = \hat{C}_3^+ \text{ep} \cdot \kappa \nabla_{\mathbf{k}} \hat{C}_1,$$

$$V_{31}^{(H)} = -ig \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{eA_0}{c\hbar} \hat{\sigma}_{3i} (\mathbf{e} \times \kappa), \quad (19)$$

$\hat{\sigma}_\alpha$ ($\alpha = x, y, z$) — матрицы Паули, g — g -фактор электронов проводимости в n -GaP.

В (19) оператором ep описывается вклад типа a , а оператором $V^{(H)}$ — вклад b .

С учетом (15а), (15б), (17а), (17б), (19), (III.4, III.6) и после громоздких преобразований имеем выражение для продольного относительного κ тока ЭУЭФ:

$$j_z' = j_z^{(1)} + j_z^{(2)}. \quad (20)$$

Здесь

$$j_z^{(n)} = \frac{4}{15} \frac{I}{\hbar\omega} K(\omega, T) \frac{\hbar\kappa}{m_n} \tau_n^0 Q_z^{(n)}, \quad E_n^* = \frac{A_n^-}{A_3 - A_1} \hbar\omega \quad (\bar{n} \neq n = 1, 3), \quad (21)$$

$$Q_z^{(n)} = \frac{A_n^-}{A_3 - A_1} \left\{ \left[3 + \frac{\partial \ln E}{\partial \ln k_\omega} \left(\frac{\partial \ln \tau_n(E)}{\partial \ln E} \Big|_{E=E_n^+} - \beta E_n^* \right) \right] - (-1)^{(n+1)/2} \times \right. \\ \left. \times (D'k^2\omega)^2 / (P^2k_\omega^2) + g \frac{\hbar^2 k_\omega}{2m_0 P} \right\},$$

$$K(\omega, T) = \frac{e^2}{cn_\omega\omega} \frac{P^2 k_\omega}{A_3 - A_1} f_1(E_1^*) \frac{1}{\hbar\omega}, \quad (22)$$

K — коэффициент поглощения света, связанный с прямыми оптическими переходами между подзонами X_3 и X_1 при $\mathbf{e} \parallel C_3$ (Oz) в n -GaP в пренебрежении «горбом» подзоны X_1 ,

$$f_1(E_1^*) = \frac{\sqrt{2}\pi^{3/2}\hbar^3 N \exp(-E_1^*\beta)}{\beta^{-3/2} [m_1^{3/2} + m_3^{3/2} \exp(-\beta\Delta)]}, \quad (23)$$

N — концентрация свободных электронов.

Обсуждение результатов

На рис. 2 изображена спектральная зависимость результирующего (сдвиговый + баллистический) сигнала ЛФГЭ D при $T = 300$ К, $n = 2.41 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Кривая 1 на рис. 2 соответствует сферическому ($A_3 = 2A_1$), а кривая 2 — параболическому [формула (III.3) с $D' = 0$, формула (III.4) с $C_1 = 1$, $C_2 = 0$] приближению в энергетическом спектре электронов. На рис. 3 приведен расчет на ЭВМ. Численный расчет величин D и R проведен для n -GaP при следующих значениях параметров: $\Delta = 335$ мэВ, $|g| = 2.5$, $T = 300$ К, $\varepsilon_0 = 11.1$, $\varepsilon_\infty = 9.09$, $\rho = 4.1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $a_0 = 5.45 \text{ \AA}$ (a_0 — постоянная решетки, $A = \hbar^2/2m_n$,

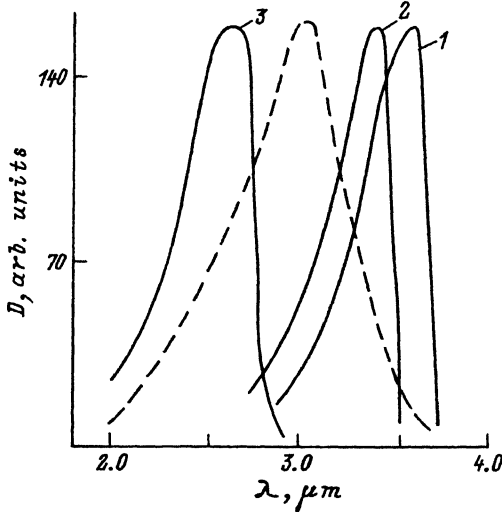


Рис. 2. Теоретические (1—3) и экспериментальная (штриховая линия) зависимости D от длины волны света в n -GaP. $T = 300$ К. Приближение в энергетическом спектре электронов: 1, 2 — сферическое (Δ , мэВ: 1 — 355, 2 — 335); 3 — параболическое.

$B = \hbar^2/2m_{\perp}$, $m_{\parallel} = (2 \div 6) m_0$, $m_{\perp} = 0.25m_0$, $m^{*-1} = m_{\parallel}^{-1} + 2m_{\perp}^{-1}$, m_0 — масса свободного электрона, m_{\perp} и m_{\parallel} — поперечная и продольная эффективные массы).

Времена релаксации импульса электронов вычислялись в сферическом приближении для энергетического спектра и в предположении, что доминирующим механизмом рассеяния является дальнедействующее взаимодействие с LO -фотонами. При этом мы не учитываем вклад в фототок, создаваемый после первого столкновения.

Расчеты показывают, что с ростом температуры полуширина спектральной зависимости тока ЛФГЭ увеличивается, но при этом максимальное значение фототока уменьшается, а с ростом величины $\tilde{\epsilon} = 2m_{\parallel}P^2/(\hbar^2\Delta)$ максимальное значение фототока в спектральной зависимости смещается в сторону больших λ , не изменяя своего значения. Полуширина спектральной зависимости фототока почти не зависит от $\tilde{\epsilon}$.

При $\tilde{\epsilon} = 1.2$ ($P = 1.237 \cdot 10^{-9}$ эВ · см) и $m_{\parallel} = 4.85m_0$ положения максимумов в теоретической и экспериментальной спектральных зависимостях фототока сов-

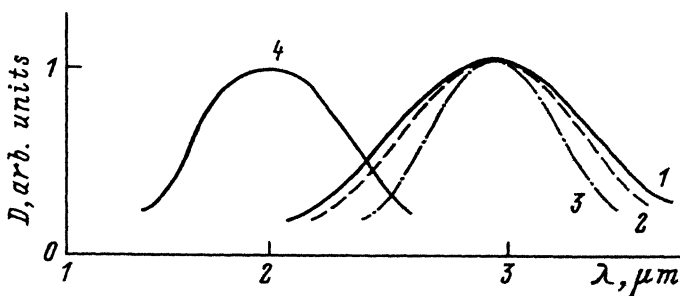


Рис. 3. Спектральная зависимость D (сдвиговый + баллистический вклады) в n -GaP ($n = 2.4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$). $\tilde{\epsilon}$: 1—3 — 1.2 ($m_{\parallel} = 4.85 m_0$); 4 — 0.8 ($m_{\parallel} = 4.85 m_0$). T , К: 1, 4 — 300; 2 — 250; 3 — 147.

падают: $\lambda_{\max}^{\text{th}} = \lambda_{\max}^{\text{e}} = 3$ мкм; при $\tilde{\epsilon} > 1.2\lambda_{\max}^{\text{th}} > \lambda_{\max}^{\text{e}}$; при $\tilde{\epsilon} < 1.2\lambda_{\max}^{\text{th}} < \lambda_{\max}^{\text{e}}$. Например, при $\tilde{\epsilon} = 0.8$ ($P = 1.07 \cdot 10^{-9}$ эВ · см) $\lambda_{\max}^{\text{th}} = 2$ мкм.

Рассчитанное при $m_{\parallel} = 2m_0$, $T = 300$ К, $N = 2.4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ максимальное значение тока при фотонном механизме баллистического ЛФГЭ выше экспериментального в 1.2 раза, а для сдвигового ЛФГЭ меньше в 1.5 раза.⁵

Такое расхождение рассчитанных значений тока ЛФГЭ в *n*-GaP с экспериментальными, по-видимому, связано со следующими фактами: а) пренебрежение вкладом фононного механизма как в баллистический, так и сдвиговый ЛФГЭ, рассмотрению которого будет посвящена отдельная работа; б) пренебрежение различием продольных и поперечных эффективных масс электронов в подзонах X_1 и X_3 ; в) пренебрежение вкладом в фототок, возникающим после первого столкновения электронов с фононами.

Эффект фотонного увлечения

Из (20), (21) видно, что в области частот $\hbar\omega \sim \Delta$ и высоких температур спектральная и температурная зависимости $R(\lambda, T)$ (ЭУЭФ) определяются произведением $K(\omega, T) \tau_n(\omega) Q_z(\omega)/\omega$. Расчет показывает, что при вышеприведенных значениях величин теоретическая спектральная зависимость $R(\lambda, T)$ имеет максимум при $\lambda_{\max} = 2.5$ мкм, в то время как экспериментальная — при $\lambda_{\max} = 3$ мкм. Таким образом, рассматриваемый механизм может объяснить порядок наблюдаемой величины ЭУЭФ.

В заключение выражаем благодарность Н. С. Аверкиеву за критические замечания.

Приложение I

n-GaP — многодолинный полупроводник, экстремумы долин зоны проводимости которого расположены в точках X зоны Бриллюэна.

Каждая долина зоны проводимости состоит из двух подзон X_1 и X_3 . Энергетический спектр электронов в этих подзонах определяется эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H}(k) = \begin{bmatrix} A_3 k_z^2 + B_3 k_x^2 + \Delta/2; & -iPk_z + D'k_y k_x \\ iPk_z + Dk_x k_y; & A_1 k_z^2 + B_1 k_x^2 - \Delta/2 \end{bmatrix}, \quad (\text{III.1})$$

где $k_x^2 = k_x^2 + k_y^2$; $A_{1,3}, B_{1,3}, D', P$ — зонные параметры полупроводника, $\Delta = E_3(0) - E_1(0)$ — энергетический зазор между подзонами X_3 и X_1 в точке X ($k_x = 0$). В рамках двузонной модели $A_3 \approx A_1 = A$, $B_3 \approx B_1 = B$. Тогда (III.1) преобразуется к виду

$$\hat{\mathcal{H}}(k) = \lambda_1 \cdot \hat{1} + (\Delta/2) \hat{\sigma}_z + D'k_x k_y \hat{\sigma}_x + Pk_z \hat{\sigma}_y, \quad (\text{III.2})$$

где $\hat{1}$ — единичная матрица, $\lambda_1 = Ak_x^2 + Bk_x^2$.

Собственные значения матрицы $\hat{\mathcal{H}} = \lambda_1 \cdot \hat{1} + G\sigma$ равны

$$E_{1,3} = \lambda_1 \mp \sqrt{|G|^2}, \quad |G|^2 = G_x^2 + G_y^2 + G_z^2; \quad (\text{III.3})$$

собственные столбцы этой матрицы

⁴ В [16, 17] рассчитана ЭДС при фотонном механизме сдвигового ЛФГЭ для *n*-GaP и показано, что коэффициент поглощения света $K(\lambda)$ примерно в 2 раза, а ток — в 1.4 раза меньше экспериментального.

Заметим, что значение P ($1.269 \cdot 10^{-8}$ эВ · см), выбранное в [17], заметно превышает наше.

$$\hat{C}_1 = \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix}, \quad \hat{C}_3 = \begin{bmatrix} C_2^* \\ -C_1^* \end{bmatrix}, \quad (\text{III.4})$$

где

$$C_1 = \frac{-G_x + iG_y}{(2|G| (G_z + |G|))^{1/2}}, \quad C_2 = \frac{G_z + |G|}{G_x - iG_y} C_1. \quad (\text{III.5})$$

При этом $\hat{C}_i^+ \hat{C}_j = \delta_{ij}$. Отсюда следует, что собственные столбцы \hat{C}_i ($i = 1, 3$) гамильтониана (III.2) определяются формулой (III.4) с

$$C_1 = \frac{iPk_z + D'k_xk_y}{[2\varepsilon (\varepsilon + \Delta/2)]^{1/2}}, \quad C_2 = \frac{\varepsilon + \Delta/2}{[2\varepsilon (\varepsilon + \Delta/2)]^{1/2}}. \quad (\text{III.6})$$

В дальнейших расчетах ограничимся вкладом в ЛФГЭ и ЭУЭФ электронов, у которых волновые вектора лежат в области $|D'k_xk_y| \ll \Delta$, Pk_z и $\Delta > k_B T$. Поэтому величину $D'k_xk_y$ учитываем только в межзонном матричном элементе оператора импульса, поскольку именно она ответственна за появление как баллистического, так и сдвигового ЛФГЭ в n -GaP. Согласно (III.2),

$$ep_{31} = \frac{m_0}{\hbar} [\sigma_y^{(31)} P e_z + D' \sigma_x^{(31)} (e_x k_y + e_y k_x)],$$

$$\sigma_x^{(31)} = |C_2|^2 - |C_1|^2, \quad \sigma_y^{(31)} = -i(|C_1|^2 + |C_2|^2). \quad (\text{III.7})$$

Приложение II

Рассмотрим численное интегрирование двукратного интеграла типа

$$\mathcal{F} = \int_a^b dx \int_c^d dy f(x, y). \quad (\text{III.1})$$

Проводя следующие преобразования $x = \frac{a+b}{2} + \frac{b-a}{2} \eta$, $y = \frac{c+d}{2} - \frac{c-d}{2} \xi$ из (III.1), получим

$$\mathcal{F} = (b-a)(d-c) \int_0^1 d\eta \int_0^1 d\xi f(\eta, \xi), \quad (\text{III.2})$$

где считаем, что $f(\xi, \eta)$ является четной функцией η и ξ . Тогда, пользуясь формулой численного интегрирования Гаусса [18], нетрудно получить двумерную формулу интегрирования в виде

$$\mathcal{F} \approx (b-a)(d-c) \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n C_i^{(m)} C_j^{(n)} f(\eta_i, \xi_j), \quad (\text{III.3})$$

где, например, для случая $n = 4$, $m = 4$

$$-\eta_1 = \eta_4 = -\xi_1 = \xi_4 = 0.861\ 136\ 311\ 594\ 0492,$$

$$-\eta_2 = \eta_3 = -\xi_2 = \xi_3 = 0.339\ 981\ 043\ 584\ 8646,$$

$$C_1^{(4)} = C_4^{(4)} = 0.173\ 927\ 422\ 568\ 7284,$$

$$C_2^{(4)} = C_3^{(4)} = 0.326\ 072\ 577\ 431\ 2716.$$

- [1] В. А. Ивченко, Г. Е. Пикус. В сб.: Проблемы совр. физики, 275. Л. (1980).
- [2] В. И. Белиничер, Б. И. Стурман. УФН, 130, 415 (1980).
- [3] В. Н. Фридкин, Б. Н. Попов. УФН, 126, 657 (1978).
- [4] С. М. Рывкин, И. Д. Ярошецкий. В сб.: Проблемы соврем. физики, 173. Л. (1980).
- [5] A. F. Gibson, C. V. Hatch, N. F. Kimmit, S. Kothari, A. Serafetinides. J. Phys. C, 10, 905 (1977).
- [6] Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус. ФТП, 13, 992 (1979); Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус, Р. Я. Расулов. ФТП, 18, 93 (1984).
- [7] А. В. Андрианов, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус, Р. Я. Расулов, И. Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, 81, 2080 (1981).
- [8] В. И. Белиничер, Е. А. Ивченко, Е. И. Стурман. ЖЭТФ, 83, 649 (1982).
- [9] F. Henneberger, N. S. Averkiev, R. Ya. Rasulov. Phys. St. Sol. B, 109, 343 (1982).
- [10] В. И. Белиничер. ЖЭТФ, 75, 641 (1978).
- [11] Р. Я. Расулов. ФТП, 23, 698 (1989).
- [12] Ю. Б. Лянда-Геллер, Р. Я. Расулов. ФТП, 27, 945 (1985).
- [13] Э. З. Имамов. ФТП, 6, 1012 (1972); Ф. Ф. Гринберг, У. Д. Беларусец, Э. З. Имамов. ФТП, 5, 2010 (1971).
- [14] Э. Нормантас. ФТП, 16, 630 (1982); Э. Нормантас, Д. Генцов, М. Мокер. ФТП, 12, 2222 (1982).
- [15] Ф. Т. Васько. ФТП, 18, 86 (1984).
- [16] K. Kuzuki, N. Miura. Sol. St. Commun., 18, 233 (1976).
- [17] D. Hornung, R. von Baltz. Sol. St. Commun., 48, 223 (1983).
- [18] Б. П. Демидович, И. А. Марон. Основы вычислительной математики, 644. М. (1970).

Редактор Л. В. Шаронова
