

## ТЕОРИЯ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ БЕЗ ЦЕНТРА ИНВЕРСИИ ПРОСТОЙ ЗОНЫ. ГАРМОНИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Расулов Р. Я.

Рассмотрен новый механизм возникновения фотогальванического эффекта (ФГЭ) в кристаллах без центра инверсии, обусловленный асимметричным рассеянием фотовозбужденных электронов на примесях или на фононах в гармоническом приближении. Указано, что в этом случае возникает дополнительный, ранее не рассмотренный вклад в ток циркулярного ФГЭ в гиротропных средах. Этот вклад появляется при выполнении закона сохранения энергии не только между конечным и начальным состояниями, но и для двух произвольных промежуточных состояний.

Показано, что баллистический линейный ФГЭ в этом случае может возникать при участии двух отдельных фононов или при последовательном двухкратном рассеянии электронов на примесях, тогда как для возникновения сдвигового (линейного) ФГЭ достаточно учитывать лишь однофононные или однократное рассеяния на примесях.

В последние годы стали известны новые фотогальванические эффекты (ФГЭ) — линейный и циркулярный ФГЭ (ЛФГЭ и ЦФГЭ), связанные с возникновением упорядоченного движения носителей тока в однородных кристаллах при однородном освещении и обусловленные асимметрией процессов фотовозбуждения, рекомбинации и рассеяния [1, 2].

Механизмы ЛФГЭ и ЦФГЭ, обусловленные поглощением света на свободных носителях, рассматривались ранее [3-5]. Было показано, что ФГЭ возникает при учете двухфононных ангармонических процессов [3-5] или при многократном ангармоническом рассеянии на примесях [3]. В этих работах было показано, что многофононные процессы в гармоническом приближении не приводят к ФГЭ. При этом предполагалось, что гамильтониан взаимодействия электронов с фононами или примесями зависит только от переданного импульса.

Однако детальный анализ показывает, что многофононные процессы и многократные рассеяния на примесях в гармоническом приближении также могут привести к ФГЭ в полупроводниках и металлах с простой зоной, если гамильтониан взаимодействия зависит от начального и конечного импульсов электрона по отдельности.

В настоящей работе исследуются баллистический и сдвиговый ФГЭ [6-10], обусловленные указанными механизмами, и проведены конкретные расчеты для тока ЛФГЭ при рассеянии электронов на примесях в том случае, когда сечение рассеяния зависит от суммы начального и конечного импульсов.

### Основные выражения для фототоков

Рассмотрим электроны с дисперсией  $E(k)$ , находящиеся в поле электромагнитной волны частотой  $\omega$ . В дипольном приближении гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия в методе вторичного квантования запишется как

$$\mathcal{H}_{el-phot} = i \frac{e}{\omega} \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{E}_0 \mathfrak{D}(\mathbf{k}) e^{-i\omega t} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} + \text{с. с.} \quad (1)$$

Здесь  $\mathcal{E}_0$  — амплитуда электрического поля электромагнитной волны,  $\mathfrak{D}(\mathbf{k}) = = \hbar^{-1} \nabla_{\mathbf{k}} \mathcal{H}$  — групповая скорость,  $\mathcal{H}$  — гамильтониан,  $a^{\dagger} (a)$  — оператор

рождения (уничтожения) электрона. В отличие от эффекта увлечения при расчете ФГЭ импульсом фотона пренебрегаем.

Взаимодействие электронов с решеткой в гармоническом приближении определяется гамильтонианом

$$\mathcal{H}_1 = \sum_{\substack{k, k' \\ \lambda}} D^{(\lambda)}(k, k') (b_{\lambda, k'-k} + b_{\lambda, k-k'}^+) a_k^+ a_k, \quad (2)$$

где  $b^+$  и  $b$  — операторы рождения и уничтожения фононов,  $\lambda$  — номер фононной ветви. Явное выражение для константы связи  $D$  зависит от типа взаимодействия.

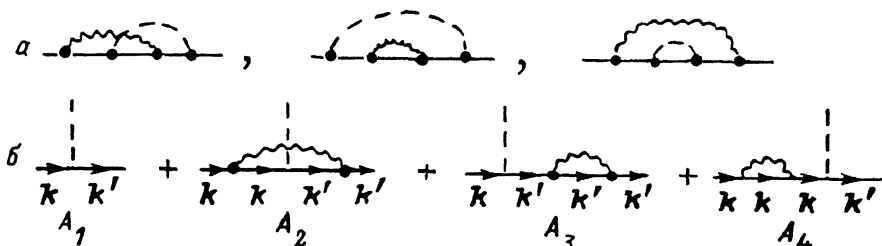


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана—Келдыша, описывающие однофононные процессы рассеяния электронов в поле электромагнитной волны в полупроводниках в однозонном приближении.

Сплошная линия — электрон, волнистая — фотон, штриховая — фонон или примесь.

Ток ФГЭ определяется следующим феноменологическим соотношением:

$$j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta\gamma} \mathcal{E}_\beta \mathcal{E}_\gamma^* = \sigma_{\alpha\beta\gamma}^{(1)} \{ \mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_\gamma^* \} + \frac{i}{2} \sigma_{\alpha\beta}^{(2)} (\mathcal{E} \times \mathcal{E}^*)_\beta. \quad (3)$$

Здесь  $\{ \mathcal{E}_\beta, \mathcal{E}_\gamma \} = 1/2 (\mathcal{E}_\beta \mathcal{E}_\gamma^* + \mathcal{E}_\beta^* \mathcal{E}_\gamma)$ ,  $\sigma_{\alpha\beta}^{(2)} = \delta_{\alpha\mu\nu} \sigma_{\mu\nu\beta}$ ,  $\delta_{\alpha\mu\nu}$  — антисимметричный тензор третьего ранга. Тензоры  $\sigma^{(1)}$  и  $\sigma^{(2)}$  имеют отличные от нуля компоненты только в кристаллах без центра инверсии и описывают ЛФГЭ и ЦФГЭ соответственно.

Ток ФГЭ определяется формулой (в однозонном приближении)

$$j = -e \sum_{k, k'} \hat{v}_{k'k} \rho_{kk'}, \quad (4)$$

где  $e$  — заряд,  $\hat{v}$  — оператор скорости,  $\rho$  — стационарная матрица плотности.

### Баллистический ФГЭ

Вклад в ФГЭ, связанный с диагональными компонентами матрицы плотности ( $\rho_{kk}$ ), называется баллистическим ФГЭ. Ток баллистического ФГЭ определяется соотношением

$$j = -e \sum_k \hat{v}(k) \rho_{kk} = -e \sum_k \hat{v}(k) \Delta f_k, \quad (5)$$

где  $\Delta f_k$  — отклонение стационарной функции распределения от ее равновесного значения  $f_k^{(0)}$ , которое в приближении времени релаксации имеет вид

$$\Delta f_k = \tau(k) \sum_{k'} [f_{k'}^{(0)} W_{k'k} - f_k^{(0)} W_{k'k}], \quad (6)$$

где  $W_{k'k}$  — вероятность перехода электронов из состояния  $(k)$  в  $(k')$ , просуммированная по всем возможным начальным и конечным состояниям фононов, при вычислении которой будем рассматривать промежуточные состояния электронов в одной и той же зоне. При этом только процессы с  $W_{k', k \neq -k', -k}$  приводят к ФГЭ. Более детальный анализ показывает, что при поглощении света свободными носителями тока при учете только однофононных процессов или рассеяния на примесях в борновском приближении ток баллистического ФГЭ

не возникает. Докажем это на примере однофононных процессов. Выбираем один из процессов, представленных на рис. 1, а, б, например чисто фононный процесс типа А (рис. 1, б).

При расчете вероятности перехода используем метод теории возмущений для непрерывного спектра [11].

Диаграмма  $A_1$  пропорциональна матричному элементу оператора электрон-фононного взаимодействия, т. е.  $D(k, k')$ , тогда как  $A_2 \propto p_k p_{k'}^* D^*(k, k')$  и  $A_3 \propto -|p_k|^2 D^*(k, k')$ ,  $A_4 \propto -|p_{k'}|^2 D^*(k, k')$ , где  $p_k = \frac{m_0}{\hbar} e \nabla_k E(k)$ ,  $p_{k'} = p_k(k \rightarrow k')$  — внутризонный матричный элемент оператора импульса. Интерференция этих процессов ( $A_1 A_n$ ,  $n = 2, 3, 4$ ) не дает вклада в баллистический ФГЭ, поскольку вероятность вышеуказанных переходов пропорциональна про-

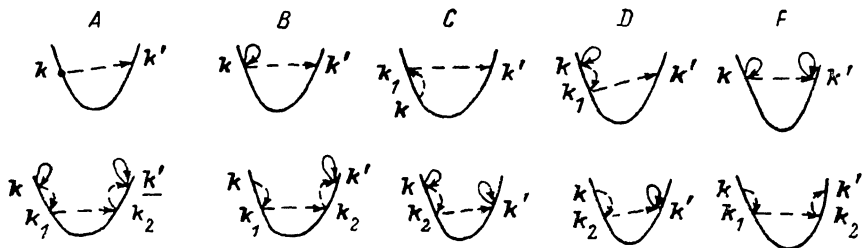


Рис. 2. Одно- и двухфононные процессы в гармоническом приближении, интерференция которых приводит к ФГЭ в полупроводниках с простой зоной.

Штриховая линия — фонон, петля — фотон.

изведению  $(\hbar\omega)^{-2} |D(k, k')|^2 (p_k p_{k'}^* - |p_{k'}|^2 - |p_k|^2)$  и при этом асимметричная часть  $W_{k'k}$  не возникает.

Аналогично можно показать, что и другие типы однофононных процессов в борновском приближении не дают вклада в баллистический ФГЭ.

Однако при учете процессов более высокого порядка этот эффект возникает за счет интерференции матричных элементов первого и пятого (переходы типа А), второго и четвертого порядков с поглощением (переходы типа В) и без поглощения фотона (переходы типа С) и двух матричных элементов третьего порядка (переходы типа D и F; рис. 2). В случаях А, В и F конечное состояние соответствует поглощению или испусканию одного фонона, а в случаях С и D — последовательному поглощению или испусканию двух отдельных фононов. Переходы А и F, как и переход С, происходят без поглощения фотона. На рис. 2 приведены переходы девяти типов, которые вносят вклад в ФГЭ. Остальные топологически различные диаграммы получаются из А—F и изменяют в них состояния фотонных петель, соответствующих внутризонному матричному элементу оператора импульса. Интерференция этих процессов дает вклад в асимметричную часть вероятности оптических переходов, определяемый соотношением

$$W_{k'k}^{(as)} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{k'k}^{(as)}|^2 J_{k'}^{(0)\nu}(E_{k'k}^{(\nu)} + n\hbar\Omega), \quad (7)$$

где  $M_{k'k}^{(as)}$  — асимметричная часть амплитуды рассеяния,  $E_{k'k} = E(k') - E(k)$ ,  $n = \pm 2$  для процессов рассеяния с участием двух фононов с равными энергиями  $\hbar\Omega$ , знак «+» соответствует испусканию, а знак «-» — поглощению фононов.

Просуммировав интерференционные члены для всех процессов рассеяния, изображенных на рис. 2, после некоторых преобразований получим выражение для асимметричной части вероятности перехода типа  $\nu$

$$W_{k'k}^{(as)} = \frac{J_{2\pi}}{\hbar} 2 (e\mathcal{E}_0)^2 \sum_{t, t'} J_{\nu}(t, t') \delta(E_{k'k}^{(\nu)}), \quad (7a)$$

где  $t, t' = \pm 1$ ,

$$J_{\nu}(t, t') = \left(N_{\Omega_l} + \frac{1+t'}{2}\right) \left(N_{\Omega_m} + \frac{1+t}{2}\right) J_1 Q_{\nu}(k, k') \quad (8)$$

для процессов типа  $A, B, F$  и

$$J_{\nu}(t, t') = \left( N_{\Omega_l} + \frac{1+t'}{2} \right) \left( N_{\Omega_m} + \frac{1+t}{2} \right) J_2 Q_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \quad (9)$$

для процессов типа  $C$  и  $D$ ,

$$J_1 = d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(l)*} d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}_2}^{(s)} d_{\mathbf{k}_2\mathbf{k}_1}^{(m)} d_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}}^{(n)} [\delta_{l'n} \delta_{\nu m} \delta_{-\mathbf{k}+\mathbf{k}'; \mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2} \delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}_2; \mathbf{k}-\mathbf{k}_1} + \delta_{l'\nu} \delta_{mn} \delta_{\mathbf{k}'-\mathbf{k}_2; \mathbf{k}'-\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}_2-\mathbf{k}; \mathbf{k}-\mathbf{k}_1}], \quad (10)$$

$$J_2 = d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}_1}^{(l)*} d_{\mathbf{k}_1\mathbf{k}}^{(m)*} d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}_2}^{(s)} d_{\mathbf{k}_2\mathbf{k}}^{(n)} [\delta_{l'n} \delta_{m\nu} \delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'; \mathbf{k}-\mathbf{k}_2} \delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1; \mathbf{k}_2-\mathbf{k}'} + \delta_{l'\nu} \delta_{mn} \delta_{\mathbf{k}_1-\mathbf{k}'; \mathbf{k}_2-\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1; \mathbf{k}-\mathbf{k}_2}],$$

$d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(l)} = \hat{F}_{\mathbf{k}'} \hat{D}^{(l)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \hat{F}_{\mathbf{k}}$ ,  $\hat{D}$  — оператор взаимодействия электронов с фононами;  $\hat{F}_{\mathbf{k}}$  — амплитуда блоховской функции электрона. Выражения для  $E_{\mathbf{k}}^{(\nu)}$  и  $Q_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  приведены в таблице,  $\nu$  — номер всевозможных типов оптических переходов, приведенных на рис. 2.

$\nu$	$E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{(\nu)}$	$Q_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$
$A, F$	$E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + t\hbar\Omega_l$	$(x - i\Gamma)^{-1} (y - i\Gamma)^{-1} [\vartheta(\vartheta'^* - \vartheta^*) - \hbar\omega (\xi - i\Gamma)^{-1} \vartheta_2^* \vartheta] -$ $-(\eta - i\Gamma)^{-1} [\hbar\omega (x - i\Gamma)^{-1} ((\xi - i\Gamma)^{-1} \vartheta_2^* \vartheta_2 + (y - i\Gamma)^{-1} \vartheta_1^* \vartheta) +$ $+(\xi - i\Gamma)^{-1}  \vartheta' ^2] + \hbar\omega [(\eta - i\Gamma)^{-1}  \vartheta_1 ^2 + (\xi - i\Gamma)^{-1}  \vartheta_2 ^2 +$ $+(x - i\Gamma)^{-1} \vartheta_2^* \vartheta_1] \hbar\omega - \vartheta'^* \vartheta_2] (\eta - i\Gamma)^{-1} (\xi - i\Gamma)^{-1} (y - i\Gamma)^{-1}$
$B$	$E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + i\hbar\Omega_l - \hbar\omega$	$\vartheta^* \vartheta' (\eta - i\Gamma)^{-1} (\xi - i\Gamma)^{-1} + (\vartheta'^* - \vartheta^*) [y - i\Gamma)^{-1} (x - i\Gamma)^{-1} \times$ $\times \left( \frac{\hbar\omega}{\eta - i\Gamma} \vartheta_1 - \vartheta \right) + (\eta - i\Gamma)^{-1} (\xi - i\Gamma)^{-1} \left( \vartheta' + \frac{\hbar\omega}{y - i\Gamma} \vartheta_2 \right)$
$C$	$E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + t\hbar\Omega_l +$ $+ i'\hbar\Omega_m$	$(\eta + i\Gamma)^{-1} \left\{ (\xi - i\Gamma)^{-1} \left[ - \vartheta ^2 + \frac{(\hbar\omega)^2  \vartheta_2 ^2}{(\xi - i\Gamma)(y - i\Gamma)} -  \vartheta' ^2 \right] + \right.$ $\left. + (y - i\Gamma)^{-1} \left[ \vartheta'^* \vartheta - \frac{\hbar\omega (\vartheta_2^* \vartheta_2 + \vartheta_2 \vartheta'^*)}{\xi - i\Gamma} \right] \right\}$
$D$	$E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + \hbar\omega +$ $+ t\hbar\Omega_l + t'\hbar\Omega_m$	$\left[ (x + i\Gamma)^{-1} \left( -\vartheta^* + \frac{\hbar\omega \vartheta_1^*}{\eta + i\Gamma} \right) + \frac{\vartheta'^*}{\eta + i\Gamma} \right] (y - i\Gamma)^{-1} \times$ $\times \left( -\vartheta + \frac{\hbar\omega \vartheta_2}{\xi - i\Gamma} \right) + \frac{\vartheta'}{\xi - i\Gamma}$

Примечание.  $\vartheta = \hbar\mathbf{k}/m$ ,  $\vartheta_1, \vartheta_2 = \vartheta(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}_1, \vartheta_2)$ ,  $\vartheta' = \vartheta(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}')$ ,  $\eta = E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + t'\hbar\Omega_m$ ,  $\xi = E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} + t\hbar\Omega_l + t'\hbar\Omega_m$ ,  $y = \xi - \hbar\omega$ ,  $x = \eta - \hbar\omega$ .

Суммируя члены по всем промежуточным состояниям при расчете тока баллистического ФГЭ, преобразуем каждый энергетический знаменатель с помощью тождества  $\lim_{\Gamma \rightarrow +0} (x \pm i\Gamma)^{-1} = \mathcal{P}(x^{-1}) \mp i\pi\delta(x)$ , где символ  $\mathcal{P}$  означает интеграл главного значения. При этом вклад в баллистический ЛФГЭ (БЛФГЭ) дают члены, пропорциональные произведению вещественного слагаемого от одного знаменателя на мнимое слагаемое других, и наоборот, а в ток ЦФГЭ дают вклад не только члены, пропорциональные произведению вещественных слагаемых знаменателей, но и члены, пропорциональные вещественным слагаемым от двух знаменателей на мнимые слагаемые от других двух знаменателей. Последний вклад, возникший в рассматриваемом нами случае, приводит к дополнительному, ранее не рассмотренному вкладу в ток ЦФГЭ, который в отличие от «обычного» (см., например, [12]) появляется при выполнении закона сохранения энергии не только между начальным и конечным состояниями, но и для двух произвольных промежуточных состояний.

### С д в и г о в ы й ФГЭ

В работах [6-9] было показано, что вклад недиагональных компонент матрицы плотности ( $\rho_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ ) в ЛФГЭ отличен от нуля. Физическая природа этого эффекта, получившего в настоящее время название сдвигового ЛФГЭ (СЛФГЭ), выявлена в [10].

После ряда преобразований для невырожденного случая, когда  $f_k^{(0)} \ll 1$  ( $1 - f_k^{(0)} \simeq 1$ ), (4) нетрудно преобразовать к виду

$$j = \frac{2\pi}{\hbar} e \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \text{Im} [M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^* (\nabla_{\mathbf{k}} + \nabla_{\mathbf{k}'}) M_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}] f_k^{(0)\delta} (\bar{E}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}), \quad (11)$$

где  $\bar{E}_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$  — закон сохранения энергии между начальным и конечным состояниями,  $M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = e \langle k' | \mathbf{A} p | k \rangle / (m_0 c)$  — матричный элемент оператора взаимодействия электронов с фотонами,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал электромагнитной волны.

Последовательная кинетическая теория СЛФГЭ с учетом процессов рассеяния и рекомбинации построена Белиничером, Ивченко и Стурманом в [10].

Преобразуем (11) в удобный для количественного расчета СЛФГЭ вид. Для этого напишем выражение для матричного элемента оператора  $\mathbf{A} p$  в однозонном приближении

$$\langle \mathbf{k}' | \mathbf{A} p | \mathbf{k} \rangle = m_0 \hbar \mathbf{A} e \mathbf{k} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}/m^*, \quad (12)$$

где  $\mathbf{e}$  — вектор поляризации света.

С учетом возмущенной электрон-фононным взаимодействием или рассеянием электронов на примесях волновой функции

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) + \sum_{\mathbf{k}'} d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}'\mathbf{r})/E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} \quad (13)$$

и (12) перепишем (11) как

$$j = 2\pi e \hbar^{-1} e (eA\hbar/(m^*c))^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} [e(\mathbf{k}' - \mathbf{k})]^2 E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{-2} \text{Im} [d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^* (\nabla_{\mathbf{k}} + \nabla_{\mathbf{k}'}) d_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}] f_k^{(0)\delta} (E_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} - \hbar\omega). \quad (14)$$

Из последнего соотношения становится ясной физическая природа данного механизма СЛФГЭ. Вклад во внутризонное смещение

$$R_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = \text{Im} (d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^* (\nabla_{\mathbf{k}} + \nabla_{\mathbf{k}'}) d_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \left( \int |d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}|^2 d\Omega d\Omega' \right)^{-1}, \quad (15)$$

где  $\bar{\Omega}$  и  $\bar{\Omega}'$  — телесные углы векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ , обращается в нуль, как и ток БЛФГЭ, если гамильтониан взаимодействия зависит лишь от разности  $(\mathbf{k}' - \mathbf{k})$ . Смещение отлично от нуля, если  $\hat{D}$  зависит от  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  по отдельности.

Таким образом, можно сделать следующее заключение. Для количественного анализа рассмотрим конкретную модель. Будем считать, что энергетический спектр электронов с массой  $m$  квадратичен по  $\mathbf{k}$ , т. е.  $E(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / (2m)$ . Кроме того, ограничимся экспериментально интересным случаем  $\hbar\omega \gg k_B T$  и рассеянием на примесях. При этом мы можем считать, что  $E(\mathbf{k}') \simeq \hbar\omega$ , и учесть, что  $k' \gg k$  и  $\vartheta(\mathbf{k}') \gg \vartheta(\mathbf{k})$ . Интегрирование по телесным углам векторов  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  может быть легко выполнено.

По соображениям симметрии для кристаллов симметрии  $T_d$  в случае малых импульсов ( $k_0 a_0 \ll 1$ , где  $k_0$  — фиксированное значение  $|\mathbf{k}|$ ,  $a_0$  — постоянная решетки кристалла) матричный элемент представим как <sup>1</sup>

$$d_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} = V_0 + b a_0^4 (k^2 - k'^2)^2 + i c a_0^3 q_\alpha q_\beta q_\gamma | \delta_{\alpha\beta\gamma} |, \quad (16)$$

$\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ ,  $b = V_0 P^4 (2E_g^4 a_0^4)^{-1}$  и  $c = -\pi e^2 / (96 a_0)$  — действительные величины с размерностью энергии,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $P$  — константа при линейном по  $k$  члене в эффективном гамильтониане электрона.

Используя формулы (14), с учетом (16) получим следующее выражение:

$$j_\alpha = e e_\beta e_\gamma \frac{I}{\hbar\omega} \mathbf{x} L'_\alpha. \quad (17)$$

<sup>1</sup> Потенциал примеси представим как  $V = V_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) + V_{\text{окт}}$ , где  $V_0$  — глубина,  $r_i$  — радиус потенциальной ямы,  $V_{\text{окт}}$  — октаэдральная часть потенциала.

где

$$L' = -\frac{2}{35} \frac{bc}{V_0^2} k_\omega^6 a_0^2, \quad k_\omega = (2m\omega\hbar^{-1})^{1/2}, \quad \chi = 8e^2 V k_\omega V_0^2 [3cn_\omega \hbar (\hbar\omega)^2]^{-1}$$

— коэффициент поглощения света на свободных носителях в однозонном приближении,  $n_\omega$  — коэффициент преломления света на частоте  $\omega$ ,  $N$  — концентрация электронов. При этом предполагалось, что носители тока имеют больцмановское распределение.

В нашем случае многократное последовательное рассеяние носителей тока на примесях не приводит к баллистическому ЛФГЭ, потому что гамильтониан взаимодействия электронов с примесями (16) зависит от переданного импульса.

Теперь обратим внимание на следующее обстоятельство. Нетрудно показать, что ток ЛФГЭ пропорционален величине  $\alpha L$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения

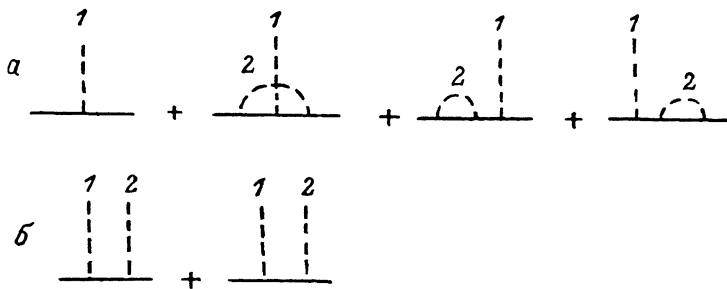


Рис. 3. Диаграммы Фейнмана—Келдыша, интерференция которых приводит к баллистическому ФГЭ.

Сплошная линия — фотовозбужденный электрон, штриховая — фонон, 1 и 2 — номера ветвей фононов.

света,  $L$  — толщина образца, в котором наблюдается эффект. Тогда отношение токов, соответствующих «прямым» и «непрямым» оптическим переходам, определяется как  $j_1/j_2 \sim (\alpha_1/\alpha_2) \alpha_2 L$  и не имеет параметра малости, хотя можно считать, что  $\alpha_1 L < 1$ ,  $\alpha_2 L > 1$ , где индексы 1 и 2 соответствуют непрямым (внутрizonным) и прямым (междузонным) оптическим переходам.

Таким образом, установлено, что баллистический ЛФГЭ может возникать при участии двух отдельных фононов или при последовательном двухкратном рассеянии электронов на примесях, тогда как для возникновения сдвигового ЛФГЭ достаточно учитывать лишь однофононное рассеяние или однократное рассеяние на примесях.

В заключение заметим, что аналогичный случай может наблюдаться в полупроводниках со сложной зонной структурой при учете интерференции процессов, описываемых диаграммами, представленными на рис. 3, а, б, рассмотрению которой будет посвящена отдельная работа.

Автор искренне признателен Е. Л. Ивченко и Н. С. Аверкиеву за ценные советы при выполнении этой работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. // Проблемы современной физики. Л., 1980. С. 275—293.
- [2] Белиничер В. И., Стурман Б. И. // УФН. 1980. Т. 130. В. 3. С. 415—458.
- [3] Белиничер В. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2. С. 644—652.
- [4] Аверкиев Н. С., Хеннебергер Ф. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 4. С. 1124—1128.
- [5] Henneberger F., Averkiev N. S., Rasulov R. J. // Phys. St. Sol. (b). 1982. V. 109. N 1. P. 343—351.
- [6] Генкин В. Н., Меднис П. М. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 4. С. 1137—1150. Меднис П. М. // Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 7. В. 2. С. 355—357.
- [7] Kristoffel N., Gulbis A. // Z. Phys. V. 1980. V. 39. N 2. P. 143—149.
- [8] Бурсиан В. В., Гиршберг Я. Г., Трунов Н. Н. // Изв. вузов СССР. Физика. 1981. Т. 24. В. 8. С. 94—109.
- [9] Baltz R., Kraut W. // Phys. Rev. 1981. V. 23. N B10. P. 5590—5596.
- [10] Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. В. 2 (8). С. 649—661.
- [11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. 752 с.
- [12] Пикус Г. Е., Бреслер М. С. // ФТТ. 1964. Т. 13. В. 6. С. 1734—1737.