4. **Shirane G.**— "Rev. Mod. Phys.", 1974, vol. 46, p. 437.
5. **Heller W. R., Marcus A.**— "Phys. Rev.", 1951, vol. 84, p. 809.
6. **Samara G. A.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1971, vol. 28, suppl. 399.
7. **Samara G. A.**— "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol: 27, p. 103.
8. **Samara G. A.**— "Ferroelectrics", 1974, vol. 7, p. 221.
9. **Kaminov I. P., Damen T. C.**— "Phys. Rev. Lett.", 1968, vol. 20, p. 1105.
10. **Sugawara F., Nakamura T.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1970, vol. 28, p. 158.
11. **Unoki H., Sakudo T.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1967, vol. 23, p. 546.
12. **Pytte E.**—"Solid State Commun.", 1970, vol. 8, p. 2101.
13. **Pytte E.** Structural phase transitions and soft modes. Samuelson E. J., Andersen E. and Feder J., ed. Oslo, Univertersforlaget, 1971, p. 133—149.
14. **Samara G. A., Sakudo T., Yoshimitsu K.**— "Phys. Rev. Lett.", 1975, vol. 35, p. 1767.
15. **Широков А. М., Мылов В. П., Баранов А. И., Прохорцева Т. М.**— «ФТТ», 1972, т. 13, с. 3108.
16. **Sorge G., Schmidt G., Hegenbarth E., Frenzel Ch.**— "Phys. Status Solidi", 1970, vol. 37, p. K17.
17. **Samara G. A.**— "Ferroelectrics", 1971, vol. 2, p. 277.
18. **Okai B., Yoshimoto J.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1973, vol. 34, p. 873.
19. **Gesi K. O., Ozawa K., Hirotsu S.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1975, vol. 38, p. 463.
20. **Samara G. A.**— "Phys. Rev.", 1970, vol. B1, p. 3777; **Gesi K.** and **Ozawa K.**— "Jap. J. Appl. Phys.", 1974, vol. 13, p. 897.
21. **Samara G. A.**— "Phys. Lett.", 1968, vol. 27A, p. 232.
22. **Sawada A., Takagi Y.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1971, vol. 31, p. 925; **Sawada A., Takagi Y.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1972, vol. 33, p. 1071.
23. **Dovorak V.**— "Ferroelectrics", 1974, vol. 7, p. 1.
24. **Axe J. D., Dorner B., Shirane G.**— "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol. 26, p. 519; **Dorner B., Axe J. D., Shirane G.**— "Phys. Rev.", 1972, vol. B6, p. 1950.
25. **Aizu K.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1972, vol. 33, p. 1390.
26. **Janovec V., Dvorak V., Petzelt J.**— "Czech. J. Phys.", 1975, vol. B25, p. 1362.
27. **Kobayashi J., Enomoto Y., Sato Y.**— "Phys. Stat. Sol. (b)", 1972, vol. 50, p. 335.
28. **Unoki H., Sakudo T.**— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 38, p. 137.
29. **Nakamura T., Kondo T., Kumada T.**— "Phys. Lett.", 1971, vol. 36A, p. 141.
30. **Aizu K.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1969, vol. 27, p. 387.
31. **Aizu K.**— "Phys. Rev.", 1970, vol. B2, p. 754.
32. **Aizu K.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1974, vol. 36, p. 937.
33. **Kondo T., Ishibashi Y., Takagi Y.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1975, vol. 39, p. 1326.
34. **Makita Y., Sawada A., Takagi Y.**— "Phys. Soc. Jap.", 1976, vol. 41, p. 167.
35. **Sawada A., Makita Y., Takagi Y.**— "J. Phys. Soc. Jap.", 1976, vol. 41, p. 174.
36. **Иванов Н. Р., Шувалов Л. А., Шмидт Г., Штольп Э.**— «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, т. 9, с. 933.

Поступила в редакцию 31 мая 1977 г.

УДК 535.215.12

В. И. БЕЛИНИЧЕР

(Новосибирск)

ФОТО-ХОЛЛ-ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ БЕЗ ЦЕНТРА СИММЕТРИИ

1. Возникновение тока в однородных сегнетоэлектриках под действием однородного освещения наблюдал А. М. Гласс с сотрудниками [1] при исследовании оптического повреждения кристаллов (см. также [2]). Теория фотогальванического эффекта (ФГЭ), обусловленного асимметрией вероятности ионизации и рекомбинации электронов в зону проводимости и асимметрией рассеяния электронов на примесях и фононах, развивалась в работах [3, 4]. ФГЭ представляет собой новое физическое явление и заслуживает подробного теоретического и экспериментального изучения. В настоящей работе мы исследуем влияние магнитного поля на фототок — фото-холл-эффект (ФХЭ). Ток, индуциро-

ванный светом в присутствии магнитного поля, описывается тензором четвертого ранга γ_{ikln}:

$$j_i = \gamma_{ikln} H_k E_l E_n^* . \tag{1}$$

Здесь E_l — амплитуда электрического поля света, H_k — напряженность магнитного поля. Тензор γ_{ikln} может быть отличен от нуля только в кристаллах без центра симметрии. Действительно, при пространственном отражении левая часть соотношения (1) меняет знак, а правая — не меняет. Следовательно, тензор γ_{ikln} должен менять знак при пространственных отражениях, что возможно лишь в кристаллах без центра инверсии. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением кристаллов, у которых единственное отличие от изотропной среды заключено в полярном векторе c. В этом случае тензор γ_{ikln} сводится к семи функциям частоты света ω:

$$\boldsymbol{j} = HI\gamma_{kln}h_k e_l e_n \equiv HI\big(a_1'\boldsymbol{b} + a_1''(\boldsymbol{ce})^2\boldsymbol{b} + a_2[\boldsymbol{h}\times\boldsymbol{e}](\boldsymbol{ce}) +$$
$$+ a_3'[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{e}](\boldsymbol{eh}) + a_3''[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{e}](\boldsymbol{ce})(\boldsymbol{ch}) + a_4'\boldsymbol{e}(\boldsymbol{be}) + a_4''\boldsymbol{c}(\boldsymbol{ce})(\boldsymbol{be})\big), \tag{2}$$

где I — интенсивность света, $\boldsymbol{h}$ — единичный вектор вдоль направления магнитного поля, $\boldsymbol{b} = [\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{h}]$, $\boldsymbol{e}$ — вектор поляризации света, постоянные $a_1' \div a_4''$ являются функциями частоты света ω. При микроскопическом вычислении тензора γ_{ikln} будем использовать аппарат кинетических уравнений. Фототок $\boldsymbol{j}_\Phi$ следующим образом выражается через функцию распределения электронов в зоне проводимости $f_{\boldsymbol{k}}$ (x) ($\boldsymbol{k}$ — квазиимпульс электрона):

$$\boldsymbol{j}_\Phi = \mathrm{Sp}\left(\int d^3\boldsymbol{k} f_{\boldsymbol{k}} \frac{\partial\varepsilon}{\partial\boldsymbol{k}}\right). \tag{3}$$

Здесь $\varepsilon(\boldsymbol{k})$ — закон дисперсии электрона, Sp предполагает суммирование по спиновым индексам закона дисперсии и функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}$. На равновесной функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}^0$ ток обращается в нуль. Неравновесная поправка к функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}^{as}$, приводящая к фототоку, рассчитывалась в работах [3, 4]. Для расчета ФХЭ мы вычислим поправку к функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}^{ah}$, пропорциональную магнитному полю. Учтем вклады двух сортов в $f_{\boldsymbol{k}}^{ah}$: холловский вклад, обязанный силе Лоренца, действующей на электрон в зоне проводимости; специальный вклад в ток, связанный с поляризацией электронов магнитным полем и учетом влияния спин-орбитального взаимодействия на закон дисперсии электронов и рассеяние электронов на примесях. Этот вклад в ток подобен вкладу в диэлектрическую проницаемость ферромагнетиков спин-орбитального взаимодействия [5, 6]. В случае ферромагнетиков этот дополнительный вклад, как хорошо известно [5], приводит к аномальному эффекту Фарадея.

В рамках простых моделей [3, 4] будет сделан расчет различных механизмов ФХЭ и проведено сравнение их характерных особенностей.

2. Холловская поправка к функции распределения электронов в зоне проводимости может быть определена из соотношения:

$$\omega_c[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{h}]\frac{\partial}{\partial\boldsymbol{k}} f_{\boldsymbol{k}}^{as} = -\Gamma_{\text{и}} f_{\boldsymbol{k}}^{ah}; \quad \omega_c \equiv \frac{eH}{mc}, \tag{4}$$

где m — масса электрона, $\Gamma_{\text{и}}$ — характерная частота изотропизации электронной функции распределения по импульсу $\boldsymbol{k}$. Для случая фотоионизации электронов с глубоких примесных уровней в P_0 состоянии $f_{\boldsymbol{k}}^{as}$ имеет вид [3, 4]

$$f_{\boldsymbol{k}}^{as} = \frac{2em d\boldsymbol{k}}{\hbar^2\pi|\boldsymbol{k}|} f_{\boldsymbol{k}}^s; \quad f_{\boldsymbol{k}}^s = \frac{\varkappa I(\boldsymbol{ce})^2}{\hbar\omega\Gamma_{\text{и}}}\left(\frac{\delta(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}-\varepsilon_0)}{4\pi m k_0} - \frac{\exp(-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}/T)}{(2\pi)^{3/2}k_{\text{т}}^3}\right). \tag{5}$$

Здесь $\varkappa$ — коэффициент поглощения света; $k_т=(mT)^{1/2}$ — тепловой импульс электрона; k_0 — импульс фотоионизации; d — дипольный момент примеси $\boldsymbol{d}=\xi e a \boldsymbol{c}$ (ξ — параметр асимметрии, a — характерный радиус).

Из выражений (4), (5) легко получить

$$f_{\boldsymbol{k}}^{ah}=\frac{2\xi e^2 m a \boldsymbol{b}\boldsymbol{k}}{\hbar^2\pi|\boldsymbol{k}|}\frac{\omega_c}{\Gamma_и}f_{\boldsymbol{k}}^{s}. \tag{6}$$

Из (5), (6) с очевидностью следует, что фото-холловский ток в этой модели получается из обычного фотогальванического заменой $\boldsymbol{d}\to d\boldsymbol{b}$ и умножением на фактор $\omega_c/\Gamma_и$:

$$\boldsymbol{j}_{фх}=\frac{2}{3\pi}\xi\left(\frac{eI}{\hbar\Gamma_и}\right)\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)(k_0 a)\left(\frac{\varkappa c}{\omega}\right)\frac{\omega_c}{\Gamma_и}\left(1-\sqrt{\frac{8}{\pi}}\frac{k_т}{k_0}\right)\boldsymbol{b}(\boldsymbol{e}\boldsymbol{c})^2. \tag{7}$$

Как показано в [3, 4], рассеяние на примесях, потенциал которых представляет собой сумму короткодействующего и дипольного потенциалов, приводит к асимметричной поправке к функции распределения:

$$f_{\boldsymbol{k}}^{as}=\xi\left(\frac{\varkappa I}{\hbar\omega}\right)\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{Na^2}{k}\right)\frac{c\hbar^2}{\varepsilon_0\Gamma_и^2 m}\left[(\boldsymbol{c}\boldsymbol{e})(\boldsymbol{k}\boldsymbol{e})-\frac{(\boldsymbol{c}\boldsymbol{k})(\boldsymbol{e}\boldsymbol{k})^2}{k^2}\right]\delta(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}-\varepsilon_0). \tag{8}$$

Холловский ток, обусловленный этой асимметричной поправкой к функции распределения, имеет вид

$$\boldsymbol{j}_{фх}=\frac{8\pi}{15}\xi\left(\frac{eI}{\hbar\Gamma_и}\right)(Na^3)\left(\frac{e^2k_0}{\hbar\omega}\right)\left(\frac{k_0\varkappa\hbar}{m\Gamma_и}\right)\frac{\omega_c}{\Gamma_и}(\boldsymbol{b}-3(\boldsymbol{c}\boldsymbol{e})[\boldsymbol{e}\times\boldsymbol{h}]). \tag{9}$$

При усреднении по поляризациям ток так же, как и в [3, 4], обращается в нуль.

3. Запишем закон дисперсии электрона $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}$ с учетом спина:

$$\varepsilon_{\boldsymbol{k}}=\varepsilon_0+\beta_{ij}k_i s_j+\frac{1}{2}m_{ij}^{-1}k_i k_j+\delta_{ijkl}k_i k_j k_k s_l, \tag{10}$$

где m_{ij}^{-1} — обычный тензор обратной массы, а тензоры β_{ij}, β_{ijkl} учитывают зависимость $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}$ от спина в соответствии с инвариантностью к обращению времени:

$$\varepsilon_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{s}}=\varepsilon_{\boldsymbol{k},-\boldsymbol{s}}. \tag{11}$$

Тензоры β_{ij}, δ_{ijkl} отличны от нуля только в кристаллах без центра инверсии, поскольку закон дисперсии не должен меняться при одновременной смене знака импульса и отражении осей кристалла. Ограничимся случаем кристаллов с полярной осью и не будем учитывать члены, кубичные по k, тогда

$$\varepsilon_{\boldsymbol{k}}=\boldsymbol{k}^2/2m+\lambda[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{s}]\boldsymbol{k},\quad \lambda\simeq\xi Z^2(e^2/hc)^3c. \tag{12}$$

Здесь λ — матричный элемент спин-орбитального взаимодействия, $\boldsymbol{s}$ — спиновые операторы Паули, c — скорость света, Z — заряд ядер. Оператор тока имеет вид *

$$\boldsymbol{j}=e\frac{\partial\varepsilon}{\partial\boldsymbol{k}}=\frac{e\boldsymbol{k}}{m}+e\lambda[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{s}]. \tag{13}$$

---

* Как показано в работе [6], при вычислении тока с учетом спин-орбитального взаимодействия нужна более аккуратная процедура. В данной работе мы ограничимся упрощенной трактовкой, поскольку она дает возможность правильно вычислить порядок величины эффекта.

Собственные значения энергии и собственные функции имеют вид

$$\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\pm} = \frac{\boldsymbol{k}^2}{2m} \pm \nu; \quad \boldsymbol{\nu} = \lambda[\boldsymbol{k}\times \boldsymbol{c}]; \quad \boldsymbol{\nu}^2=\lambda^2(\boldsymbol{k}^2-(\boldsymbol{c}\boldsymbol{k})^2); \tag{14}$$

$$u_{+} (2\nu(\nu+\nu_3))^{-1/2}\begin{pmatrix} \nu+\nu_3 \\ \nu_1+i\nu_2 \end{pmatrix}; \quad u_{-} = (2\nu(\nu+\nu_3))^{-1/2}\begin{pmatrix} -\nu_1+i\nu_2 \\ \nu+\nu_3 \end{pmatrix}.$$

Матрица $U(\boldsymbol{\nu})$, диагонализующая энергию, принимает вид

$$U^{\alpha\beta} \equiv u_{+}^{\alpha} u_{-}^{\beta}; \quad U(\boldsymbol{\nu}) = (2\nu(\nu+\nu_3))^{-1/2}\begin{pmatrix} \nu+\nu_3, & -\nu_1+i\nu_2 \\ \nu_1+i\nu_2, & \nu+\nu_3 \end{pmatrix}. \tag{15}$$

Оператор тока в представлении, диагонализующем энергию, имеет вид

$$\boldsymbol{j} = \frac{e\boldsymbol{k}}{m} + \frac{e\lambda}{\nu}[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{\nu}]\, s_3 + \frac{e\lambda}{\nu}[\boldsymbol{e}_3\times\boldsymbol{c}](\nu_1 s_1 + \nu_2 s_2) + \frac{1}{\nu(\nu+\nu_3)}\big([\boldsymbol{e}_2\times\boldsymbol{c}](\nu_1\nu_2 s_1 - {}$$
$$- (\nu^2+\nu\nu_3-\nu_2^2)\, s_2) + [\boldsymbol{e}_1\times\boldsymbol{c}](\nu_1\nu_2 s_2 - (\nu^2+\nu\nu_3-\nu_2^2) s_1)\big).$$

Здесь $\boldsymbol{e}_1$, $\boldsymbol{e}_2$, $\boldsymbol{e}_3$ — единичные векторы вдоль координатных осей.

Магнитное поле вводится в гамильтониан (12) подстановкой

$$\varepsilon_{\pi}=\pi^2/2m+\lambda[\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{s}]\boldsymbol{\pi}+\omega_c\boldsymbol{h}\boldsymbol{s}; \quad \boldsymbol{\pi}=\boldsymbol{k}-(e/c)\boldsymbol{A}. \tag{16}$$

Поскольку ФХЭ, обусловленный первым членом гамильтониана (16), был рассмотрен выше, второй член содержит релятивистскую малость по сравнению с первым, мы ограничимся учетом последнего члена с магнитным полем в (16). Этот член описывает взаимодействие магнитного момента электрона с магнитным полем. Полный гамильтониан можно записать в виде

$$\varepsilon_{\boldsymbol{k}}=\boldsymbol{k}^2/2m+\boldsymbol{\eta}\boldsymbol{s}; \quad \boldsymbol{\eta}=\lambda[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{c}]+\omega_c\boldsymbol{h}. \tag{17}$$

Собственные функции, энергия и вид тока в диагональном представлении получаются из формул (13)—(15) заменой $\boldsymbol{\nu}\to\boldsymbol{\eta}$. Гамильтониан электрона, находящегося в s состоянии на парамагнитной примеси, имеет вид

$$\varepsilon_0=\omega_c\boldsymbol{h}\boldsymbol{s}. \tag{18}$$

Диагонализация осуществляется по формулам (14)—(15).

4. Пусть электрон находится на парамагнитной примеси в магнитном поле. Рассчитаем фототок, возникающий в такой задаче, пропорциональный магнитному полю. Легко убедиться, что равновесная функция распределения $f_{\boldsymbol{k}}^0 \sim \exp(-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}/T)$ к току не приводит, согласно (3):

$$\boldsymbol{j}_{\text{ф}} = \mathrm{Sp}\left(\int d^3k \frac{\partial\varepsilon}{\partial\boldsymbol{k}} \exp(-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}/T)\right) = -T\,\mathrm{Sp}\left(\int d^3k \frac{\partial}{\partial\boldsymbol{k}}[\exp(-\varepsilon_{k}/T)]\right). \tag{19}$$

Поскольку подынтегральные выражения есть полная производная по $\boldsymbol{k}$, ток обращается в нуль. Обращение тока в нуль в термодинамическом равновесии естественно, однако механизм обращения тока в нуль не является тривиальным. Действительно, можно убедиться, что происходит компенсация вкладов в ток первого и второго члена в выражении (13). Это происходит благодаря явному виду равновесной функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}^0 \sim \exp(-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}/T)$. Можно ожидать, что если светом создать неравновесную симметричную добавку к функции распределения $f_{\boldsymbol{k}}^0$, то в магнитном поле возникнет ток. Действительно, в магнитном поле среднее значение спина не равно нулю, поэтому второй член в (13) приведет к току. Так как функция распределения не является равновесной, то вклад первого члена в ток (13) не приведет к компенсации. Вычисления в конкретных моделях подтверждают справедливость этих качественных соображений.

Рассмотрим процесс фотоионизации электронов с парамагнитных примесей в зону проводимости. Будем предполагать, что на каждую примесь приходится по одному электрону в s состоянии. Уравнение для матрицы плотности электронов в зоне проводимости в представлении собственных функций гамильтониана (17) имеет вид [7]

$$\frac{\partial\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}}{\partial t}=i\left(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\beta}\right)\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}+\frac{i\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\nu}\right)^{+\alpha\gamma}\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\mu}\right)^{\delta\theta}}{\left(\varepsilon_{0}^{\gamma}+\omega_{\boldsymbol{q}}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\beta}-i\delta\right)}\left[\delta_{\mu\nu}\left(\delta_{\gamma\delta}-\rho_{0}^{\gamma\delta}\right)\rho_{\boldsymbol{k}}^{\theta\beta}+\right.$$
$$\left.+I_{\boldsymbol{q}}^{\mu\nu}\left(\delta_{\gamma\delta}\rho_{\boldsymbol{k}}^{\theta\beta}-\delta_{\theta\beta}\rho_{0}^{\gamma\delta}\right)\right]+\frac{i\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\nu}\right)^{+\theta\delta}\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\mu}\right)^{\gamma\beta}}{\left(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\omega_{\boldsymbol{q}}-\varepsilon_{0}^{\gamma}-i\delta\right)}\left[\delta_{\mu\nu}\left(\delta_{\delta\gamma}-\rho_{0}^{\delta\gamma}\right)\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\theta}+\right.$$
$$\left.+I_{\boldsymbol{q}}^{\mu\nu}\left(\delta_{\delta\gamma}\rho_{\boldsymbol{k}}^{\theta\beta}-\delta_{\alpha\theta}\rho_{0}^{\delta\gamma}\right)\right]-\Gamma_{\text{и}}\left(\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}-\bar{\rho}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}\right). \tag{20}$$

Здесь $\rho_0^{\alpha\beta}$ — матрица плотности электрона на примеси; $I_{\boldsymbol{q}}^{\mu\nu}$, $\omega_{\boldsymbol{q}}$, e_ν — матрица плотности, частота и поляризация света; $\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}$ — матричный элемент дипольного момента примесь — зона в представлении, диагонализующем гамильтониан; $\Gamma_{\text{и}}$ — характерная частота изотропизации матрицы плотности по изоэнергетической поверхности благодаря столкновению с фононами и примесями. Обычно хорошо выполняется соотношение $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\beta}\gg\Gamma_{\text{и}}$ для $\alpha\neq\beta$, поэтому в стационарном состоянии диагональные элементы матрицы плотности намного больше недиагональных. Мы учтем вклад в ток только диагональных компонент матрицы плотности. Матрицы плотности $\rho_0^{\alpha\beta}$, $I_{\boldsymbol{q}}^{\mu\nu}$ также выберем диагональными. Будем считать, что $\rho_0^{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}f_0^\alpha$ мало отличается от равновесной, а $I_{\boldsymbol{q}}^{\mu\nu}=\delta_{\mu\nu}I_{\boldsymbol{q}}^{\nu}$ задает плотность фотонов. Для диагональных элементов матрицы $\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}|_{\beta=\alpha}=f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$ уравнение (20) сводится к обычному кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}}{\partial t}=\frac{N}{2\pi}\sum_{\gamma,\nu}\int d^3q\,\omega_{\boldsymbol{q}}\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\nu}\right)^{+\alpha\gamma}\left(\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}\boldsymbol{e}_{\nu}\right)^{\gamma\alpha}\delta\left(\varepsilon_0^{\gamma}+\omega_{\boldsymbol{q}}^{\nu}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right)\times$$
$$\times\left[I_{\boldsymbol{q}}^{\nu}\left(f_0^{\nu}-f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right)-f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\left(1-f_0^{\gamma}\right)\right]-\Gamma_{\text{и}}\left(f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\bar{f}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right). \tag{21}$$

Отметим, что матричные элементы дипольного момента $\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}$ имеют вид

$$\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}=\boldsymbol{D}_{\boldsymbol{k}}Q^{\alpha\beta};\quad Q^{\alpha\beta}=U^{-1}(\boldsymbol{h})^{\alpha\gamma}U(\boldsymbol{\eta})^{\gamma\beta}. \tag{22}$$

Здесь $\boldsymbol{D}_k$ — матричный элемент дипольного момента без учета спин-орбитального взаимодействия, матрица $U(\boldsymbol{a})$ определена соотношением (15). Приравняв $\frac{\partial f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}}{\partial t}=0$, мы сможем из уравнения (21) определить неравновесную поправку к функции распределения. Равновесные функции распределения, входящие в (21), имеют вид

$$f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}=\frac{\varkappa I}{2\hbar\omega\,(2\pi)^{3/2}\,k_{\text{т}}^{3}}\exp\left(-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}/T\right);\quad\sum_{\alpha}\int f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}d^3k=\frac{\varkappa I}{\hbar\omega};$$
$$f_0^{\alpha}=\frac{1}{2}\exp\left(-\alpha\omega_c/T\right);\quad I_{\boldsymbol{q}}^{\nu}=\frac{I\delta_{\nu\nu_0}}{\hbar\omega c}\delta^3\left(\boldsymbol{q}-\boldsymbol{q}_0\right). \tag{23}$$

Формулы (23) справедливы с точностью $0\left(\omega_c^2/T^2\right),0\left(\lambda^2m/T\right)$. Для перехода электрона с примеси в s состоянии в s зону при $ka\ll1$ (a — радиус примеси) матричный элемент дипольного момента может быть представлен в виде

$$\boldsymbol{D}_k = ig\boldsymbol{k}; \quad g^2 = \frac{3c\hbar^2\varkappa}{2k_0^3 m\omega N_0}. \tag{24}$$

Неравновесная поправка к функции распределения $f_k^{\alpha h}$, приводящая к току с точностью $0(\omega_c/T)$, $0(\omega_c/\lambda k)$, $0(\lambda m/k)$, может быть записана как

$$\delta f_k^{\alpha h} = \delta f_k^{\alpha hu} + \delta f_k^{\alpha hp}; \quad \delta f_k^{\alpha hp} = \alpha \frac{\varkappa I \Gamma_и^{-1}}{\hbar\omega (2\pi)^{3/2} k_т^3} \frac{\omega_c}{T} \frac{\boldsymbol{h\nu}}{\nu} \exp(-\varepsilon_k/T);$$

$$\delta f_k^{\alpha hu} = \frac{3\varkappa I (\boldsymbol{ke})^2}{8\pi k_0^3 m\hbar\omega\Gamma_и} \Big[\alpha \frac{\omega_c}{T} \frac{\boldsymbol{h\nu}}{\nu} \delta(\varepsilon_0 + \omega - \varepsilon_k) - \Big(\alpha\nu + \omega_c \frac{\boldsymbol{h\nu}}{T}\Big) \times$$

$$\times \delta'(\varepsilon_0 + \omega - \varepsilon_k) - \omega_c \boldsymbol{h\nu} \delta''(\varepsilon_0 + \omega - \varepsilon_k)\Big]. \tag{25}$$

При выводе (25) мы воспользовались следующими формулами суммирования для Q матриц:

$$Q^{+\alpha\gamma} Q^{\gamma\alpha} = 1; \quad Q^{+\alpha\gamma} \gamma Q^{\gamma\alpha} = \alpha \boldsymbol{h\eta}/\eta \approx \alpha \boldsymbol{h\nu}/\nu.$$

Диагональные члены в выражении для тока с той же точностью, что и (25), имеют вид

$$\boldsymbol{j}_\alpha = \frac{e\boldsymbol{k}}{m} + \alpha \frac{e\lambda}{\nu} \Big[\Big(1 - \frac{\omega_c}{\nu} \frac{\boldsymbol{h\nu}}{\nu}\Big) [\boldsymbol{c} \times \boldsymbol{\nu}] + \omega_c \boldsymbol{b}\Big]. \tag{26}$$

Подставляя выражение для j_α и δf_k в (3), окончательно получим

$$\boldsymbol{j} = \frac{1}{2} \Big(\frac{eI}{\hbar\Gamma_и}\Big) \Big(\frac{\varkappa\lambda}{\omega}\Big) \frac{\omega_c}{T} \Big[\Big(1 - \frac{7}{2} \frac{k_т^2}{k_0^2}\Big) \boldsymbol{b} + \frac{k_т^2}{k_0^2} \boldsymbol{e}(\boldsymbol{be}) - \Big(2 + 3\frac{k_т^2}{k_0^2}\Big) \boldsymbol{c}(\boldsymbol{be})(\boldsymbol{ce})\Big]. \tag{27}$$

5. Одновременно с процессами ионизации и рекомбинации учет спиновых эффектов в рассеянии также приводит к току. Действительно, при среднем спине электрона, отличном от нуля, возникает добавка к энергии взаимодействия электрона с примесью $\Delta E = -\boldsymbol{\mu H}$ ($\boldsymbol{\mu}$ — магнитный момент электрона, $\boldsymbol{H}$ — магнитное поле в системе покоя электрона). Это магнитное поле можно выразить через электрическое поле примеси и скорость электрона $\boldsymbol{H} = c^{-1}[\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{E}]$. Добавка к энергии примет вид

$$\Delta E = c^{-1} \boldsymbol{\mu} [\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{E}].$$

Эта добавка представляет собой энергию спин-орбитального взаимодействия и приводит к дополнительной силе, действующей на электрон:

$$\Delta F_i = c^{-1} \nabla_i \boldsymbol{E} [\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{\mu}] + c^{-1} [\boldsymbol{\mu} \times \nabla_k \boldsymbol{E}]_i v_k.$$

Если электрическое поле E асимметрично, как, например, поле диполя, то добавка к силе ΔF_i приведет к дополнительному асимметричному рассеянию и вкладу в ток, пропорциональному μ, т. е. внешнему магнитному полю.

Уравнение для матрицы плотности электронов, описывающее процесс рассеяния электронов на примесях в представлении, диагонализирующем энергию, записывается [7] таким образом:

$$\frac{\partial \rho_k^{\alpha\beta}}{\partial t} = i(\varepsilon_k^\alpha - \varepsilon_k^\beta) \rho_k^{\alpha\beta} + iN \int d^3k' \big[\big(V_{kk'}^{\alpha\gamma} V_{k'k}^{\gamma\delta} \rho_k^{\delta\beta} - V_{kk'}^{\alpha\gamma} V_{k'k}^{\delta\beta} \rho_{k'}^{\gamma\delta}\big) \times$$

$$\times \big(\varepsilon_{k'}^\gamma - \varepsilon_k^\beta - i\delta\big)^{-1} + \big(V_{kk'}^{\gamma\delta} V_{k'k}^{\sigma\beta} \rho_k^{\alpha\gamma} - V_{kk'}^{\alpha\gamma} V_{k'k}^{\delta\beta} \rho_k^{\gamma\delta}\big) \big(\varepsilon_k^\alpha - \varepsilon_{k'}^\delta - i\delta\big)\big] -$$

$$- \Gamma_и \big(\rho_k^{\alpha\beta} - \bar{\rho}_k^{\alpha\beta}\big). \tag{28}$$

Будем предполагать, что $\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\beta}\gg\Gamma_{\text{и}}$, и вычислять интеграл столкновений на диагональной матрице плотности $\rho_{\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$. В этом случае уравнение (28) сводится к обычному кинетическому уравнению

$$\frac{\partial f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}}{\partial t}=(2\pi)^{-2}N\int d^3k' V_{\boldsymbol{kk}'}^{\alpha\gamma}V_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}^{\gamma\alpha}\left(f_{\boldsymbol{k}'}^{\gamma}-f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right)\delta\left(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}'}^{\gamma}\right)-\Gamma_{\text{и}}\left(f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}-\bar{f}_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right). \quad (29)$$

Энергию взаимодействия электрона с примесью запишем с учетом спин-орбитального взаимодействия:

$$V(\boldsymbol{r})=v(\boldsymbol{r})-(\hbar/8m^2c^2)\left[\nabla v\times\boldsymbol{p}\right]\boldsymbol{s}. \quad (30)$$

Потенциал примеси $v(\boldsymbol{r})$ выберем так же, как и в [3, 4], в виде суммы короткодействующего потенциала и дальнодействующего дипольного:

$$v(\boldsymbol{r})=(2\pi/m)a\delta^3(\boldsymbol{r})+e\boldsymbol{dr}/\varepsilon_0r^3;\quad \boldsymbol{d}=\xi e a\boldsymbol{c}. \quad (31)$$

Здесь a — длина рассеяния на короткодействующем потенциале, ε_0 — диэлектрическая постоянная кристалла, ξ — параметр асимметрии рассеивающего центра. В линейном по спин-орбитальному взаимодействию приближении поправка к функции распределения может быть записана так:

$$\delta f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}=\frac{Na^2}{m^2\Gamma_{\text{и}}}\int d^3k'\left(Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+\alpha\gamma}Q_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}^{\gamma\alpha}+\left(Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+\alpha\gamma}T_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}^{\gamma\alpha}+\text{К. С.}\right)\right)\delta\left(\varepsilon_{\boldsymbol{k}'}^{\gamma}-\varepsilon_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right)\left(f_{\boldsymbol{k}'}^{\gamma}-f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}\right),$$

где (32)

$$Q_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}^{\alpha\beta}=U^{-1}(\eta')^{\alpha\gamma}U(\eta)^{\gamma\beta};\quad T_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}=uU^{-1}(\boldsymbol{\eta}')\boldsymbol{s}\left[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'\right]U(\boldsymbol{\eta});$$

$$u=(4\varepsilon_0)^{-1}(e^2/\hbar c)(\hbar/mc)\boldsymbol{c}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')/(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')^2;$$

$U(\boldsymbol{\eta})$ определено формулой (15). Учет симметричного потенциала в спин-орбитальном члене не приводит к асимметрии в первом порядке по спин-орбитальной константе. При расчете матричного элемента дипольного спин-орбитального взаимодействия мы учли вклад только больших расстояний при вычислении матричного элемента, однако вклад малых расстояний может быть тоже существен [6].

Из явного выражения для поправки к функции распределения электронов $\delta f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$видно, что имеется два вклада в $\delta f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$: короткодействующий вклад от обычного рассеяния и вклад от асимметричного спин-орбитального рассеяния. Рассчитаем первый вклад точно, а для второго приведем оценку по порядку величины. Симметричную функцию распределения $f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$, входящую в (32), выберем для простоты не зависящей от индекса α:

$$f_{\boldsymbol{k}}=\frac{3(\boldsymbol{ke})^2\varkappa I}{8\pi\hbar\omega m k_0^3\Gamma_{\text{и}}}\delta(\varepsilon_k-\varepsilon_0). \quad (33)$$

Подставив (33) в (32) и воспользовавшись формулами суммирования для величин Q и T:

$$Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+}Q_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}=1;\quad Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+}\sigma_3Q_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}=\sigma_3\boldsymbol{\eta\eta}'/\eta\eta';$$

$$Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+}T_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}=\sigma_3\boldsymbol{\eta}\left[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'\right]/\eta;\quad Q_{\boldsymbol{kk}'}^{+}\sigma^3T_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}=u\left(\boldsymbol{\eta}'\left[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'\right]/\eta'+\right.$$

$$\left.+\sigma_3\left[\boldsymbol{\eta}'\times\left[\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{k}'\right]\right]\boldsymbol{\eta}/\eta\eta'\right), \quad (34)$$

получим

$$\delta f_{\boldsymbol{k}}^{1\alpha}=\frac{\varkappa INa^2}{2\hbar\omega m k_0^4\Gamma_{\text{и}}^2}\left(-3(\boldsymbol{ke})^2\left(\alpha\nu+\frac{\omega_c\boldsymbol{h}\boldsymbol{\nu}m}{k^2}\right)\delta(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}-\varepsilon_0)+\right.$$

$$\left.+\left(k_0^4/m\right)\left(\alpha\nu\delta'(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}-\varepsilon_0)-\omega_c\boldsymbol{h}\boldsymbol{\nu}\delta''(\varepsilon_{\boldsymbol{k}}-\varepsilon_0)\right)\right); \quad (35)$$

$$\delta f_{\boldsymbol{k}}^{2\alpha}\approx\xi\frac{\varkappa I(k_0a)}{\hbar^2\omega m k_0\Gamma_{\text{и}}}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3(Va^3)\left(\frac{c}{\Gamma_{\text{и}}}\right)\delta(\varepsilon_k-\varepsilon_0)\boldsymbol{bk}+\ldots.$$

Здесь $\delta f_{\boldsymbol{k}}^{1\alpha}$ соответствует первому члену в (32), а $\delta f_{\boldsymbol{k}}^{2\alpha}$ — второму. Используя выражение (35) для $\delta f_{\boldsymbol{k}}^{\alpha}$ и формулы (3), (26) для тока, получим

$$j_1=(4\pi/15)\,(eI/\hbar\Gamma_{\text{и}})\,(\varkappa\lambda/\omega)\,(Na^2/k_0)\,(\omega_c/\Gamma_{\text{и}})\,[7\boldsymbol{e}(\boldsymbol{be})-6\boldsymbol{b}-5\boldsymbol{c}(\boldsymbol{ce})\,(\boldsymbol{be})\,];$$
$$j_2\approx\xi\,(eI/\hbar\Gamma_{\text{и}})(k_0a)^2(Na^2/k_0)\,(e^2/\hbar c)^3(c\varkappa/\omega)\,(\omega_c/\Gamma_{\text{и}})\,\boldsymbol{b}+\ldots\,. \qquad (36)$$

6. Для сравнения полученных результатов обозначим характерную величину тока, связанную с фотоионизацией с парамагнитных примесей, через $j_0=\xi\,(e/\hbar c)\,(k_0a)\,(\varkappa c/\omega)\,(eI/\hbar\Gamma_{\text{и}})$. Фототок, обязанный силе Лоренца, отличается от j_0 в параметр $\omega_c/\Gamma_{\text{и}}$ (7); фототок, связанный со спиновыми эффектами,— в $(Ze^2/\hbar c)^2(ak_0)^{-1}(\omega_c/T)$ (27). При высоких температурах ($T>\Gamma_{\text{и}}$) доминирует обычный холловский ток, при низких $T\leqslant\omega_c$ — аномальны й спиновый вклад в ток, который для случая кристаллов с большим Z может составлять величину, сравнимую с обычным, не зависящим от магнитного поля фототоком. В случае рассеяния на примесях обычный холловский вклад имеет малость $\omega_c/\Gamma_{\text{и}}$ (9), а спиновый вклад отличается от него в параметр $(Ze^2/\hbar c)^2\,(k_0a)^{-1}\,(m\Gamma_{\text{и}}/k_0^2)$ (36). Эти два механизма ФХЭ сравнимы по величине только при малых k_0, т. е. на краю поглощения.

Автор благодарит В. К. Малиновского и Б. И. Стурмана за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Glass A. M., Von der Linde D., Auston D. H., Negran T. J.** High-voltage bulk photovoltaic effect and photorefractive process in LiNbO.— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 25, p. 233; Excited state polarization and bulk photovoltaic effect.— "J. Elect. Mater.", 1975, vol. 4, N 5, p. 915.
2. **Fridkin V. M., Grekov A. A., Ionov P. V., Rodin A. I., Savrenko E. A. and Verkhovskaya K. A.** Photoconductivity in certain ferroelectrics.— "Ferroelectrics", 1974, vol. 8, p. 483.
3. **Белиничер В. И., Малиновский В. К., Канаев И. Ф., Стурман Б. И.** Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках.— «Автометрия», 1976, вып. 4, с. 23.
4. **Белиничер В. И., Малиновский В. К., Стурман Б. И.** Фотогальванический эффект в кристаллах с полярной осью.— «ЖЭТФ», 1977, т. 73, с. 692.
5. **Соколов А. В.** Оптические свойства металлов. М., Физматгиз, 1961.
6. **Белиничер В. И.** Магнитооптические эффекты в ферромагнетиках и вид оператора тока.— «ФММ», 1977, т. 43, вып. 5, с. 903.
7. **Вопросы** квантовой теории необратимых процессов. Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М., ИЛ, 1961.

Поступила в редакцию 17 августа 1977 г.

УДК 535.215.12

В. И. БЕЛИНИЧЕР, А. Н. ФИЛОНОВ

(Новосибирск)

МОДЕЛИ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ТЕОРИИ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

1. В работах [1] была предложена теория фотогальванического эффекта (ФГЭ) нового оптического явления, недавно обнаруженного экспериментально [2]. Фототок в [1] связывался с асимметрией вероятности ионизации и рекомбинации (АИР) электронов в зону проводимо-