Физика твердого тела, 2003, том 45, вып. 11

Фононный механизм антиферромагнитного фотогальванического эффекта

 В.В. Меньшенин

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

E-mail: menshenin@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 14 марта 2003 г.)

Рассмотрен фононный механизм возникновения фотогальванического тока в центроантисимметричных тетрагональных антиферромагнетиках, магнитная симметрия которых не допускает существования тороидного момента. Показано, что причиной появления фототока может быть рассеяние носителей заряда на фононах, поляризация которых отлична от продольной. Поляризация фононов, участвующих в процессах рассеяния, определяется дальнодействующей частью электрон-фононного взаимодействия, вызванной поляризуемостью решетки вследствие наличия магнитоэлектрического эффекта. Указаны условия наблюдения фотогальванического тока в антиферромагнетиках типа „легкая ось“.

Фотогальванический эффект, представляющий собой генерацию светом постоянного тока в среде в отсутствие внешнего постоянного электрического поля и пространственных неоднородностей, исследован подробно в немагнитных кристаллах без центра симметрии [1].

Физическая природа фотогальванического эффекта обладает рядом особенностей. Одна из этих особенностей состоит в том, что в материалах без центра инверсии не выполняется принцип детального равновесия, поскольку он не отражает каких-либо пространственно-временны́х свойств симметрии. Нарушение принципа детального равновесия приводит к асимметрии актов рассеяния электронов, что существенно изменяет кинетические свойства кристалла и создает возможность для возникновения электрического тока в любом неравновесном стационарном состоянии [1]. Если это неравновесное состояние обусловлено внешним освещением, возникает фотогальванический ток, направление которого определяется только симметрией кристалла.

В работе [2] было предсказано существование антиферромагнитного фотогальванического эффекта (АФФЭ), который может наблюдаться в центроантисимметричных (ЦАС) антиферромагнетиках (АФ). Наличие в таких АФ этого эффекта следовало из симметрийных соображений. Дело в том, что при записи инвариантных соотношений для материальных тензоров, энергии и т. д. при феноменологическом описании явления следует исходить из кристаллохимической симметрии (федоровской группы G_F), если нарушающий эту симметрию векторный параметр АФ-порядка $\mathbf{L}$ (вектор антиферромагнетизма) выделен в этих соотношениях в явном виде. Тогда существенными оказываются трансформационные свойства вектора $\mathbf{L}$ при перестановке атомов, которую осуществляет элемент группы G_F. В средах, где все магнитные атомы принадлежат одной кристаллохимической позиции, а группа G_F содержит центр симметрии $\bar{1}$, элемент симметрии в зависимости от своего пространственного расположения может переводить данный магнитный атом в ту же магнитную подрешетку (четный элемент) или в подрешетку с противоположно ориентированной намагниченностью (нечетный элемент). В первом случае его действие на вектор $\mathbf{L}$ ничем не отличается от элемента точечной группы, даже если он является винтовой осью или плоскостью скольжения. Во втором случае (ЦАС-структура) $\mathbf{L}$ дополнительно меняет знак:

$$\bar{1}\mathbf{L} = -\mathbf{L}. \tag{1}$$

В ЦАС АФ, о которых идет речь в настоящей работе, центр симметрии отсутствует, и поэтому в них может существовать фотогальванический эффект. При феноменологическом описании плотность генерируемого светом постоянного электрического тока можно записать в виде

$$j_i = \beta_{ijkl} L_j e_k e_l^* J, \tag{2}$$

где $\mathbf{e}$ — единичный вектор поляризации монохроматической световой волны, J — интенсивность света. Ясно, что последнее равенство имеет место только в ЦАС АФ, для которых смена знака $\mathbf{j}$ под действием $\bar{1}$ компенсируется согласно (1) изменением знака $\mathbf{L}$ в правой части.

В данной работе предпринята попытка рассмотреть один из возможных микроскопических механизмов возникновения АФФЭ, а именно фононный. Прежде всего обратим внимание на то, что из немагнитных кристаллов фотогальванический ток обнаружен в пьезоэлектриках [3]. Взаимодействие электронов с фононами как одна из возможных причин возникновения фототока в пьезоэлектриках исследовано в [4]. Было установлено, что существенную роль в этом взаимодействии играет его дальнодействующая часть, возникающая вследствие поляризации решетки при распространении фононов.

В ЦАС АФ пьезоэффект отсутствует, что следует из симметрии кристаллов, и, казалось бы, фононный механизм не работает. Необходимо, однако, принять во внимание тот факт, что в этих кристаллах имеет место магнитоэлектрический эффект, который может приводить к поляризации решетки.

1. Электрон-фононное взаимодействие в центроантисимметричных антиферромагнетиках

Рассмотрим в качестве среды тетрагональные ЦАС АФ [5] с обменной магнитной структурой $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(+)$. Выше уже обращалось внимание на то, что поляризация решетки в этих антиферромагнетиках возникает из-за магнитоэлектрического эффекта. Поэтому влияние фононов на поляризацию решетки происходит опосредованно с участием магнитной подсистемы кристалла. В этой ситуации важным оказывается учет не продольных, а поперечных фононов, которые, как правило, уже в линейном приближении связаны с магнитной подсистемой. В работе [4] для описания короткодействующей части электрон-фононного взаимодействия использован гамильтониан Фрелиха, вследствие чего не принималась во внимание поляризация фононов, так как этот гамильтониан учитывает только продольные колебания решетки. Для рассматриваемой задачи указанный гамильтониан оказывается не очень подходящим, и требуется более общее выражение для электрон-фононного взаимодействия, включающее в рассмотрение и фононы с поляризацией, отличной от продольной. Физические соображения, позволяющие получить в более общем виде выражение для короткодействующей части этого взаимодействия, приведены в работах [6,7]. Оператор $\hat{H}^{(1)}_{\text{ep}}$, описывающий изменение энергии носителей заряда при смещении атомов решетки, имеет вид [6]

$$\hat{H}^{(1)}_{\text{ep}} = \sum_{i,j} D_{ij}(\mathbf{r})\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где $\varepsilon_{ij}(\mathbf{r})$ — тензор деформации. Будем считать, что электрон находится в невырожденной зоне. Тогда в представлении вторичного квантования гамильтониан $\hat{H}^{(1)}_{\text{ep}}$ запишется следующим образом:

$$\hat{H}^{(1)}_{\text{ep}} = i \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q},s,j} \Gamma^s_j(\mathbf{p},\mathbf{q}) q_j C^+_{\mathbf{p}+\mathbf{q}} C_{\mathbf{p}} \big(b_{\mathbf{q},s} + b^+_{-\mathbf{q},s}\big), \tag{4}$$

где

$$\Gamma^s_j(\mathbf{p},\mathbf{q}) = \sum_i D_{ij}(\mathbf{q}+\mathbf{p},\mathbf{q}) e_i(\mathbf{q},s) \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_{\mathbf{q},s}}}. \tag{5}$$

В (4), (5) $C^+_{\mathbf{p}}$, $C_{\mathbf{p}}$ и $b^+_{\mathbf{q},s}$, $b_{\mathbf{q},s}$ — операторы рождения и уничтожения электронов и фононов соответственно; $\mathbf{e}(\mathbf{q},s)$ — вектор поляризации фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$, относящийся к s-й акустической моде; $\hbar$ — постоянная Планка; ρ, V — плотность и объем среды; $\omega_{\mathbf{q},s}$ — частота фонона,

$$D_{ij}(\mathbf{p}+\mathbf{q},\mathbf{p})\delta_{\mathbf{p}+\mathbf{q},\mathbf{k}} = \frac{1}{V}\int_V D_{ij}(\mathbf{r}) u^*_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) u_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \exp\big\{i(\mathbf{p}+\mathbf{q}-\mathbf{k})\mathbf{r}\big\} d\mathbf{r}. \tag{6}$$

В равенстве (6) учтено то обстоятельство, что величины $D_{ij}(\mathbf{r})$ и блоховские амплитуды электронных волновых функций $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, $u_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ являются периодическими и интеграл отличен от нуля только в том случае, если $\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}$ (нормальные процессы).

Число компонент матричного элемента $(1/V)\int_V D_{ij}(\mathbf{r}) u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) u^*_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ определяется группой волнового вектора $G_{\mathbf{k}}$ [6]. Поэтому для произвольного волнового вектора $\mathbf{k}$ в зоне Бриллюэна кристалла у тензора $D_{ij}(\mathbf{r})$ могут быть отличными от нуля все девять компонент.

Аналогичным образом можно представить гамильтониан, описывающий изменение энергии носителей заряда с участием двух фононов,

$$\hat{H}^{(2)}_{\text{ep}} = \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q},\mathbf{l},s,s',ij} \Gamma^{s,s'}_{ij}(\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l},\mathbf{p},\mathbf{q}) C^+_{\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l}} \times C_{\mathbf{l}} \big(b_{\mathbf{q},s} + b^+_{-\mathbf{q},s}\big)\big(b_{\mathbf{p},s'} + b^+_{-\mathbf{p},s'}\big) q_i p_j. \tag{7}$$

В (7) обозначения те же, что и в соотношениях (4), (5), за исключением вершинной части, для которой имеем выражение

$$\Gamma^{s,s'}_{ij}(\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l},\mathbf{p},\mathbf{q}) = \sum_{n,m} D_{nmij}(\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l},\mathbf{p},\mathbf{q}) \times e_n(\mathbf{q},s) e_m(\mathbf{p},s') \frac{\hbar}{2\rho V} \sqrt{\frac{1}{\omega_{\mathbf{q},s}\omega_{\mathbf{p},s'}}}, \tag{8}$$

$$D_{nmij}(\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l},\mathbf{p},\mathbf{q})\delta_{\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l},\mathbf{k}} = \frac{1}{V}\int_V D_{nmij}(\mathbf{r}) u^*_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) u_{\mathbf{l}}(\mathbf{r}) \exp\big\{i(\mathbf{p}+\mathbf{q}+\mathbf{l}=\mathbf{k})\mathbf{r}\big\} d\mathbf{r}. \tag{9}$$

Рассмотрим теперь дальнодействующую часть электрон-фононного взаимодействия, обусловленную поляризацией решетки. Поскольку эта поляризация в ЦАС АФ возникает вследствие магнитоэлектрического эффекта, будем полагать, что к среде приложено внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$, ориентированное вдоль главной оси тетрагонального антиферромагнетика. Выберем также магнитное состояние кристалла, в котором в равновесии вектор антиферромагнетизма ориентирован вдоль главной оси.

Используем теперь феноменологическое описание и предположим, что связь между поляризацией решетки $\mathbf{P}$ и вектором антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ имеет один и тот же вид как в статике, так и в динамических процессах, а сами эти векторы квазиравновесным образом следуют за упругими деформациями. В этом случае можно показать, что справедливы соотношения

$$P_x = \kappa_\perp \gamma_3 \chi H \, \frac{2B_{44} l_z^0}{\tilde{K}} \, \varepsilon_{xz}, \quad P_y = \kappa_\perp \gamma_3 \chi H \, \frac{2B_{44} l_z^0}{\tilde{K}} \, \varepsilon_{yz},$$

$$P_z = \frac{2B_{44}^2 H \gamma_4 \kappa}{l_z^0 \tilde{K}^2} \left(\varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2\right), \qquad (10)$$

где ε_{ij} — компоненты тензора деформации, B_{44} — магнитоупругая константа, $\tilde{K}$ — перенормированная константа одноосной анизотропии [8], χ — магнитная восприимчивость, $\kappa_\perp$, κ — поперечная и продольная диэлектрические восприимчивости, l_z^0 — приведенный вектор антиферромагнетизма в основном состоянии, $\gamma_{3,4}$ — магнитоэлектрические константы [8].

Поляризация решетки приводит к возникновению скалярного потенциала, действующего на носители заряда. В представлении вторичного квантования дальнодействующая часть электрон-фононного взаимодействия, связанная с этим скалярным потенциалом, для электронов представляется следующим образом:

$$\hat{H}_{\mathrm{ep}}^{\mathrm{Ir}\,(1)} = e \sum_{\mathbf{p},\mathbf{q},s} \Gamma_i^{\mathrm{Ir}}(\mathbf{q}) e_i(\mathbf{q}, s) C_{\mathbf{p}+\mathbf{q}}^{+} C_{\mathbf{p}} \left(b_{\mathbf{q},s} + b_{-\mathbf{q},s}^{+}\right), \qquad (11)$$

где

$$\Gamma_i^{\mathrm{Ir}}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi}{\xi_{st} q_s q_t V} \, \kappa_\perp \gamma_3 \chi H \, \frac{B_{44}}{\tilde{K}} \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho V \omega_{\mathbf{q},s}}}$$

$$\times \left[\delta_{iz}\left(\delta_{xn}\delta_{xl} + \delta_{yn}\delta_{yl}\right) + \delta_{ix}\delta_{xn}\delta_{zl} + \delta_{iy}\delta_{zn}\delta_{yl}\right] q_n q_l$$

$$\times \int\limits_V u_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) u_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \exp\left[i(\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{k})\mathbf{r}\right] d\mathbf{r}. \qquad (12)$$

Здесь ξ_{ij} — компоненты тензора диэлектрической проницаемости, e — заряд электрона, $\mathbf{e}(\mathbf{q}, s)$ — поляризация фонона.

Свойства рассеивающего центра, как известно [1], характеризуются вероятностью $W_{\mathbf{kk}'}$ перехода частицы, рассеивающейся на этом потенциале, из состояния с импульсом $\mathbf{k}'$ в состояние с импульсом $\mathbf{k}$. В средах без центра симметрии величина $W_{\mathbf{kk}'}$ может быть разбита на две части, одна из которых симметрична относительно перестановки импульсов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ (отвечает детальному равновесию), а другая антисимметрична [4]:

$$W_{\mathbf{kk}'} = W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{s}} + W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}}, \quad W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{s}} = W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\mathrm{s}} = W_{-\mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{\mathrm{s}},$$

$$W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}} = -W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}^{\mathrm{a}} = -W_{-\mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{\mathrm{a}}. \qquad (13)$$

Именно антисимметричная часть $W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}}$ ответственна за эффекты, связанные с отсутствием центра симметрии. Для вычисления антисимметричной части вероятности рассеяния необходимо выйти за рамки борновского приближения. Тогда можно показать, что $W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}}$ имеет вид [1]

$$W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}} = \frac{2\pi V}{\hbar} \int\limits_V d\mathbf{q} \delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}'}) \delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{q}})$$

$$\times \operatorname{Im} \langle \mathbf{k}|\hat{H}|\mathbf{q}\rangle \langle \mathbf{q}|\hat{H}|\mathbf{k}'\rangle \langle \mathbf{k}'|\hat{H}|\mathbf{k}\rangle, \qquad (14)$$

где $E_{\mathbf{k}}$ — энергия электрона с волновым вектором $\mathbf{k}$, $\hat{H}$ — рассеивающий потенциал, который в нашем случае равен $\hat{H}_{\mathrm{ep}}^{(1)} + \hat{H}_{\mathrm{ep}}^{(2)} + \hat{H}_{\mathrm{ep}}^{\mathrm{Ir}\,(1)}$. Подставляя последнее выражение в равенство (14), получим

$$W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}} = \sum_{\mathbf{q}} \sum_{\nu=1}^{3} \xi_{\mathbf{kqk}'}^{\nu},$$

$$\xi_{\mathbf{kqk}'}^{1} = \frac{\pi^2}{\hbar} \operatorname{Im} \sum_{j,m,r,t} \sum_{\alpha,\beta,s} \Big[i\Gamma_j^{\mathrm{s}}(\mathbf{q}, \mathbf{k} - \mathbf{q})(\mathbf{k} - \mathbf{q})_j$$

$$+ ee_\alpha(\mathbf{q}, s) \Gamma_\alpha^{\mathrm{Ir}}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \Big] \Big[i\Gamma_m^{\mathrm{s}}(\mathbf{k}', \mathbf{q} - \mathbf{k}')(\mathbf{q} - \mathbf{k}')_m$$

$$+ ee_\beta(\mathbf{q}, s) \Gamma_\beta^{\mathrm{Ir}}(\mathbf{q} - \mathbf{k}') \Big] \Gamma_{rt}^{ss}(\mathbf{k}', \mathbf{k}' - \mathbf{q}, \mathbf{q} - \mathbf{k})$$

$$\times (\mathbf{q} - \mathbf{k}')_r (\mathbf{k} - \mathbf{q})_t \sum_{\eta,\mu=\pm 1} (2n_{\mathbf{k}-\mathbf{q},s} + \eta + 1)$$

$$\times (2n_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},s} + \mu + 1) \delta(E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{q}} - \eta\hbar\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{q},s})$$

$$\times \delta(E_{\mathbf{q}} - E_{\mathbf{k}'} - \mu\hbar\omega_{\mathbf{k}'-\mathbf{q},s}),$$

$$\xi_{\mathbf{kqk}'}^{2} = -\xi_{\mathbf{kk}'\mathbf{q}}^{1}, \quad \xi_{\mathbf{kqk}'}^{3} = -\xi_{\mathbf{k}'\mathbf{qk}}^{1}. \qquad (15)$$

Из равенств (15) видно, что в величину $W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}}$ вносят вклад как нелинейные электрон-фононные взаимодействия, так и однофононные взаимодействия электронов с решеткой. Важным является то обстоятельство, что необходимо принимать во внимание дальнодействующую часть электрон-фононных взаимодействий. Поэтому нам пришлось включить в рассмотрение АФФЭ магнитоэлектрический эффект.

Плотность фотогальванического тока определяется известной формулой [1]

$$\mathbf{j} = \frac{e}{\hbar} \int \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{k}} \, f_{\mathbf{k}}^{\mathrm{a}} \, d\mathbf{k},$$

где $f_{\mathbf{k}}^{\mathrm{a}}$ — антисимметричная часть функции распределения носителей тока, ε — их энергия.

Для определения $f_{\mathbf{k}}^{\mathrm{a}}$ необходимо указать процессы, которые приводят к появлению электронов в зоне проводимости АФ. Рассмотрим для простоты только возбуждение фотоэлектронов с примесных s-центров, т. е. переходы типа примесь–зона. В этом случае [1]

$$f_{\mathbf{k}}^{\mathrm{a}} = \frac{1}{\Gamma^2} \int W_{\mathbf{kk}'}^{\mathrm{a}} I_{\mathbf{k}'} \, d\mathbf{k}',$$

где Γ^{-1} — время релаксации по импульсу. В последней формуле предполагается, что объем системы равен единице, а величина $I_{\mathbf{k}}$, имеющая смысл скорости возбуждения электронов, равна

$$I_{\mathbf{k}} = \frac{2\lambda J}{4\pi k^4 \hbar\omega} \big(\mathbf{ke}(\mathbf{k})\big)^2 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0),$$

$\mathbf{e}(\mathbf{k})$ — вектор поляризации электромагнитной волны, λ — коэффициент поглощения света, $\mathbf{k}_0$ — предельный импульс фотоэлектрона, определяемый из условия $\hbar\omega = \Delta + \varepsilon_{\mathbf{k}_0}$. Таким образом, выражение для тока имеет вид

$$\mathbf{j} = \frac{2\lambda Je}{4\pi\hbar^2\omega\Gamma^2} \int \frac{\partial\varepsilon}{\partial\mathbf{k}} W^{\mathrm{a}}_{\mathbf{kk}'} \frac{\big(\mathbf{k}'\mathbf{e}(\mathbf{k}')\big)^2}{k'^4} \delta(\mathbf{k}' - \mathbf{k}_0)\, d\mathbf{k}\, d\mathbf{k}'. \quad (16)$$

2. Обсуждение результатов

Выше уже отмечалось, что при описании АФФЭ необходимо учесть взаимодействие электронов с фононами, поляризация которых не является продольной. Из формул (12), (15) следует, что при выбранном направлении внешнего магнитного поля вклад в фототок вносят электроны, взаимодействующие с двумя группами фононов. К первой группе относятся поперечные фононы, поляризованные по главной оси кристалла и распространяющиеся вдоль оси x или y; ко второй группе — фононы, распространяющиеся в плоскостях xz или yz, вектор поляризации которых направлен по оси x или y соответственно. Все остальные фононы не принимают участия в формировании фототока.

Макроскопический анализ АФФЭ показывает [5], что для одноосных тетрагональных АФ при $\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$ фототок может распространяться только вдоль оси четвертого порядка. Исходя из этого, направление внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ было выбрано так, чтобы исключить появление дополнительных компонент фототока.

В работе [4] антисимметричная часть вероятности перехода $W^{\mathrm{a}}_{\mathbf{kk}'}$ электрона из состояния с волновым вектором $\mathbf{k}'$ в состояние с волновым вектором $\mathbf{k}$ при рассеянии на фононах вычислена в немагнитных кристаллах для нормальных процессов рассеяния в предположении, что электроны имеют квадратичный изотропный закон дисперсии. В нашем случае это приближение не может быть использовано, поскольку при таком законе дисперсии носителей тока поперечные фононы не могут приводить к нормальным процессам рассеяния [7]. Таким образом, аналитический расчет равенств (15) должен проводиться без привлечения этого приближения, что существенно осложняет его выполнение. Впрочем даже без проведения этих вычислений можно сделать некоторые заключения о возможности в нашем случае $W^{\mathrm{a}}_{\mathbf{kk}'}$ не равняться нулю. Действительно, для произвольных волновых векторов $\mathbf{k}$, когда в группу волнового вектора $G_{\mathbf{k}}$ входит только единичный элемент, Фурье-компоненты $D_{ij}(\mathbf{k})$, $D_{ijkl}(\mathbf{k})$, а значит, и все вершинные части, рассмотренные нами ранее, отличны от нуля при взаимодействии электронов с фононами, обладающими указанными выше поляризациями. Последнее обстоятельство позволяет утверждать, что вклад в величину $W^{\mathrm{a}}_{\mathbf{kk}'}$, во всяком случае от суммирования по векторам $\mathbf{q}$, для которых $\mathbf{k} - \mathbf{q}$ и $\mathbf{k}' - \mathbf{q}$ — низкосимметричные точки зоны Бриллюэна, отличен от нуля. Вклад от высокосимметричных точек зоны может отсутствовать вовсе, поскольку тензоры $D_{ij}(\mathbf{k})$, $D_{ijkl}(\mathbf{k})$ не будут иметь компонент, позволяющих описать взаимодействие электронов с колебаниями решетки необходимой поляризации.

Оценим величину фототока. При оценке будем считать, что величины $\Gamma^s_j(\mathbf{q}, \mathbf{k} - \mathbf{q})$, $\Gamma^{ss}_{ij}(\mathbf{k}', \mathbf{k}' - \mathbf{q}, \mathbf{q} - \mathbf{k})$ слабо зависят от волновых векторов, а $(1/V) \int u^*_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) u_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) \exp\big(i\{\mathbf{p} + \mathbf{q} - \mathbf{k}\}\mathbf{r}\big) d\mathbf{r} \propto 1$. Тогда выражение для оценки фототока можно представить в виде

$$j \propto \frac{me}{\hbar^4} \big(\Gamma^{(1)}_{\mathrm{ep}}\big) \big(\Gamma^{(2)}_{\mathrm{ep}}\big) \big(e\Gamma^{\mathrm{Ir}}_{\mathrm{ep}}\big) \frac{\lambda J}{\hbar\omega\Gamma^2} \frac{T^2}{(\hbar c_s)^2} k_0. \quad (17)$$

В соотношении (17) e — заряд электрона, m — его масса,

$$\Gamma^{(1)}_{\mathrm{ep}} \propto \{D_{xz}, D_{yz}\}_{\max} \sqrt{\hbar/2\rho V c_s},$$

$$\Gamma^{(2)}_{\mathrm{ep}} \propto \{D_{zzxx}, D_{zzyy}, D_{xzxz}, D_{yzyz}\}_{\max} (\hbar/2\rho V c_s),$$

$$\Gamma^{\mathrm{Ir}}_{\mathrm{ep}} \propto \frac{4\pi l^0_z}{\xi_0} \kappa_\perp \gamma_3 \chi H \frac{B_{44}}{\tilde{K}} \sqrt{\hbar/2\rho V c_s}.$$

Полагая теперь, что $\{D_{xz}, D_{yz}\}_{\max} \propto 1.6 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{erg}$, $\{D_{zzxx}, D_{zzyy}, D_{zxzx}, D_{yzyz}\}_{\max} \propto 1.6 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{erg}$, $\lambda \propto$ $\propto 1\,\mathrm{cm}^{-1}$, $c_s \propto 10^5\,\mathrm{cm \cdot s^{-1}}$, $T \propto k_B 10\,\mathrm{erg}$, $H \propto 10^3\,\mathrm{Oe}$, $\xi_0 \propto 10$, $\kappa_\perp \gamma_3 \xi l^0_z \propto 10^{-2}$, $B_{44}/\tilde{K} \propto 10^3$, $2\rho V \propto 1\,\mathrm{g}$, $\hbar\omega \propto 5 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{erg}$, $k_0 \propto 10^{-7}\,\mathrm{cm}^{-1}$, имеем $j\,(\mathrm{CGS}) \propto$ $\propto 10^{-5} J\,(\mathrm{erg/cm^2 \cdot s})$.

Сделаем еще одно замечание. В работах [9,10] большое внимание уделялось изучению токовых состояний и, в частности, фотогальванического эффекта в „экситонных“ диэлектриках в связи с исследованием в них сильных электрон-дырочных корреляций. В этих работах показано, что объемный фотогальванический эффект на микроскопическом уровне возникает при наличии в системе мнимой части синглетного параметра порядка, что макроскопически эквивалентно наличию у среды антисимметричных компонент магнитоэлектрического тензора (тороидного момента). Появление таких компонент магнитоэлектрического тензора в тетрагональных кристаллах возможно в том случае, если их класс магнитной симметрии есть $D_{4h}(C_{4v})$ [11]. Однако редкоземельные фосфаты и ванадаты, которые только и рассматриваются в этой работе, обладают магнитной симметрией $D_{4h}(D_{2d})$. Таким образом, в этих кристаллах эффекты, связанные с электрон-дырочными корреляциями и приводящие к возникновению фотогальванических токов, отсутствуют.

На основании проведенного нами анализа можно сделать следующий вывод: в ЦАС АФ антиферромагнитный фотогальванический эффект может быть обусловлен рассеянием носителей тока на фононах.

Список литературы

[1] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект. Наука, М. (1992). 208 с.
[2] В.В. Меньшенин, Е.А. Туров. Письма в ЖЭТФ **72**, *1*, 23 (2000).
[3] А.В. Андрианов, И.Д. Ярощецкий. ФТП **16**, *4*, 706 (1982).
[4] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. ФТТ **20**, *3*, 821 (1978).
[5] В.В. Меньшенин, Е.А. Туров. ЖЭТФ **108**, *6*(*12*), 2061 (1995).
[6] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972). 584 с.
[7] Дж. Займан. Принципы теории твердого тела. Наука, М. (1974). 472 с.
[8] Е.А. Туров, В.В. Меньшенин, В.В. Николаев. ЖЭТФ **104**, *6*(*12*), 4157 (1993).
[9] А.А. Горбацевич, Ю.В. Копаев, В.В. Тугушев. ЖЭТФ **85**, *3*(*9*), 1107 (1983).
[10] Ю.А. Артамонов, А.А. Горбацевич, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ **101**, *2*, 557 (1992).
[11] Ю.А. Артамонов, А.А. Горбацевич. ЖЭТФ **89**, *3*(*9*), 1078 (1985).