Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.1, стр.23 - 27

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

В.В.Меньшенин[1], *Е.А.Туров*

Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 30 мая 2000 г.

Установлено, что фотогальванический эффект может существовать в центро-антисимметричных антиферромагнетиках. Его существование связано с нетривиальными трансформационными свойствами вектора антиферромагнетизма при перестановке атомов под действием элементов группы кристаллохимической симметрии среды. Показано, что направление фотогальванического тока определяется симметрией кристалла, его обменной магнитной структурой и ориентацией вектора антиферромагнетизма относительно кристаллографических осей.

PACS: 72.12.Gd, 72.20.My

В настоящее время фотогальванический эффект, представляющий собой генерацию светом постоянного электрического тока в среде в отсутствие внешних полей и пространственных неоднородностей [1], исследован подробно в немагнитных кристаллах без центра симметрии (ЦС). Последнее обстоятельство является очень существенным, так как в этом случае детальное равновесие для прямого и обратного переходов электронов не выполняется [1, 2]. Это приводит к изменению кинетических свойств кристалла и, в частности, к тому, что направление фотоэлектрического тока определяется только симметрией кристалла [1, 3].

В данной работе мы предсказываем существование антиферромагнитного фотогальванического эффекта (АФФЭ), который может наблюдаться в центроантисимметричных (ЦАС) антиферромагнетиках (АФ). Наличие в таких АФ этого эффекта можно понять из соображений симметрии. При записи инвариантных соотношений для материальных тензоров, энергии и т.д. следует исходить из пространственной кристаллохимической симметрии (фёдоровской группы G_F), если нарушающий эту симметрию векторный параметр АФ порядка $\mathbf{L}$ (вектор антиферромагнетизма) выделить в этих соотношениях в явном виде [4, 5]. Ситуация здесь в некотором смысле напоминает таковую для магнитофотогальванического эффекта ([1, п.1.9]). Имеется, однако, весьма важное отличие, связанное с различными трансформационными свойствами вектора намагниченности $\mathbf{M}$, фигурирующего в [1], и вектора $\mathbf{L}$ в нашем случае. Речь идет о роли перестановок атомов, которую осуществляет элемент группы G_F (наряду с преобразованиями вращения и отражения, характерными для соответствующей G_F точечной группы). На векторе $\mathbf{M}$ перестановки не сказываются, тогда как для $\mathbf{L}$ они могут влиять на трансформационные свойства существенным образом, что и приводит к принципиальному отличию интересующего нас ЦАС АФ от случая немагнитного кристалла без ЦС, рассмотренного в [1].

В связи с этим напомним [4, 5], что в средах, где все магнитные ионы принадлежат одной кристаллохимической позиции, а группа G_F содержит ЦС $\bar{1}$, элемент симметрии в зависимости от своего пространственного расположения может переводить данный магнитный атом в ту же магнитную подрешетку (четный элемент

---

[1] e-mail: menshenin@imp.uran.ru

симметрии), или же 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, в частности

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

В ЦАС АФ, о которых ниже идет речь, сам по себе ЦС отсутствует, и поэтому, в соответствии с общим правилом, в них может существовать фотогальванический эффект. При этом плотность генерируемого светом постоянного электрического тока можно записать в виде

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

(по дважды повторяющимся индексам проводится суммирование), где $\mathbf{e}$ – единичный вектор поляризации монохроматической световой волны, J – интенсивность света. Ясно, что равенство (2) имеет место только в ЦАС АФ, для которых смена знака j_i в левой части под действием $\bar{1}$ компенсируется согласно (1) изменением знака $\mathbf{L}$ в правой части.

Для определения свойств симметрии тензора β_{ijkl} воспользуемся вещественностью плотности тока $j = j^*$. При этом $\beta_{ijkl} = \beta^*_{ijkl}$, откуда следует, что

$$\mathrm{Re}\,\beta_{ijkl} = \mathrm{Re}\,\beta_{ijlk} = \beta^L_{ijkl}, \quad \mathrm{Im}\,\beta_{ijkl} = -\mathrm{Im}\,\beta_{ijlk} = \beta^C_{ijm}\epsilon_{mkl}, \tag{3}$$

где тензор β^C_{ijm} уже не обладает какими-либо общими свойствами при перестановке индексов и характеризуется лишь симметрией среды, ϵ_{mkl} – тензор Леви-Чивита.

Выражение (2), с учетом (3), имеет вид

$$j_i = (\beta^L_{ijkl} e_k e_l^* + i\beta^C_{ijm}[ee^*]_m) L_j J. \tag{4}$$

Второе слагаемое в (4) отлично от нуля только при комплексном векторе поляризации, то есть для эллиптически поляризованного света, а первое слагаемое

$$j_i^L = \beta^L_{ijkl} e_k e_l^* L_j J = \frac{1}{2}\beta^L_{ijkl}(e_k e_l^* + e_k^* e_l) L_j J. \tag{5}$$

отлично от нуля как при эллиптической поляризации, так и при линейной поляризации света, когда $e = e^*$. Назовем ток (5) в последнем случае линейным антиферромагнитным фотогальваническим током, который только и рассматривается ниже. В этой ситуации равенство (5) приобретает вид

$$j_i^L = \beta^L_{ijkl} e_k e_l L_j J. \tag{6}$$

Тензор β^L_{ijkl} симметричен относительно перестановки двух последних индексов. Легко установить, что по симметрии β^L_{ijkl} совпадает с тензором пьезомагнетизма, явный вид которого для различных пространственных групп приведен в [6].

Остановимся теперь на некоторых конкретных АФ, где данный эффект может наблюдаться. Для этого обратим прежде всего внимание на то, что в немагнитных кристаллах фотогальванический ток обнаружен в полупроводниках с широкой запрещенной зоной, в пьезоэлектриках и сегнетоэлектриках, где собственная проводимость мала. В связи с этим можно предполагать, что АФФЭ можно наблюдать в непроводящих ЦАС АФ кристаллах. К таким АФ относится Cr_2O_3. Его пространственная кристаллохимическая группа $R\bar{3}c = D^6_{3d}$, температура Нееля $T_N = 318\,\mathrm{K}$, обменная магнитная структура (ОМС) (взаимная ориентация намагниченностей подрешеток) определяется шифром $\bar{1}(-)3_z(+)2_x(-)$, а ориентационное состояние $-\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$. Знаки "+" и "–" в шифре означают четные и нечетные элементы симметрии.

Среди кристаллов тетрагональной сингонии также имеются ЦАС АФ, а именно, трирутилы (пространственная группа $P4_2/mnm = D_{4h}^{16}$); например, Fe_2TeO_6 ($T_N = 219\,K$) с ОМС $\bar{1}(-)4_z(+)2_d(-)$, $\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$, (легкая ось), Cr_2TeO_6 ($T_N = 105\,K$) с ОМС $\bar{1}(-)4_z(+)2_d(-)$ и $\mathbf{L} \perp \mathbf{z}$, Cr_2WO_6 ($T_N = 69\,K$) и V_2WO_6 ($T_N = 370\,K$) с вектором $\mathbf{L} \perp \mathbf{z}$, ОМС $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(-)$, а также редкоземельные ортофосфаты и ортованадаты типа $DyPO_4$ ($T_N = 3.4\,K$) и $CdVO_4$ ($T_N = 2.4\,K$) (пространственная группа $I4_2/amd = D_{4h}^{19}$), имеющие ОМС $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(\mp)$ и $\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$.

Приведем теперь примеры проявления линейного АФФЭ, которые можно предложить для экспериментальной проверки в структурах, четных относительно главной оси симметрии:

A. EMS $\bar{1}(-)3_z(+)2_x(+)$ и $\bar{1}(-)3_z(+)2_x(-)$.

Отметим, прежде всего, что структуры с четной и нечетной осью 2_x очень просто различаются по фотогальваническому эффекту при ориентации вектора антиферромагнетизма $\mathbf{L}$ вдоль оси 3_z, если свет поляризован также вдоль этой оси $e = \{0,0,1\}$. При этом не важно, каково направление распространения света, $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ или $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}$. В этом случае имеем

$$\begin{array}{ll} 2_x(+) & 2_x(-) \\ j = \{0, 0 j_z\}, & j = 0, \\ j_z = \beta_1^{(+)} L_z J, & \end{array} \tag{7}$$

В (7) $\beta_1^{(+)} = \beta_{3333}^L$ фотогальваническая константа. Таким образом, в структурах с $2_x(-)$ линейного фотогальванического тока нет в рассматриваемой ситуации, тогда как в системе с осью $2_x(+)$ индуцируется ток вдоль вектора антиферромагнетизма.

Рассмотрим далее легкоосный АФ с $\mathbf{L} \parallel 3_z$, когда свет имеет поляризацию $e = \{\cos\varphi, \sin\varphi, 0\}$. Фототок при такой поляризации света равен

$$\begin{array}{ll} 2_x(+) & 2_x(-) \\ j_x = \beta_2^{(+)} \sin 2\varphi L_z J, , & j_x = \beta_1^{(-)} \cos 2\varphi L_z J, \\ j_y = \beta_2^{(+)} \cos 2\varphi L_z J, & j_y = -\beta_1^{(-)} \sin 2\varphi L_z J, \\ j_z = \beta_3^{(+)} L_z J, & j_z = 0, \end{array} \tag{8}$$

где снова $\beta_{2,3}^{(+)}$, $\beta_1^{(-)}$ – фотогальванические константы. Из соотношений (8) следует, что в средах с осью симметрии $2_x(-)$ фототок вдоль оси $\mathbf{z}$ при указанной поляризации света по-прежнему отсутствует. Анализ предельных случаев, когда свет поляризован вдоль оси $\mathbf{x}$ или $\mathbf{y}$, показывает, что направления фототоков в средах с $2_x(+)$ и $2_x(-)$ оказываются взаимно перпендикулярными. При этом в средах с $2_x(-)$ при обеих направлениях поляризации фототок распространяется именно вдоль (по или против) этой оси симметрии.

В АФ типа легкая плоскость для этих же ОМС, когда вектор $\mathbf{L} \parallel \mathbf{x}$, и для той же поляризации света, что и выше, найдем

$$\begin{array}{ll} 2_x(+) & 2_x(-) \\ j_x = L_x(\beta_4^{(+)} \cos^2\varphi + \beta_5^{(+)} \sin^2\varphi) J, & j_x = (\beta_2^{(-)} - \beta_3^{(-)}) L_x \sin 2\varphi J/2, \end{array} \tag{9}$$

$$j_y = (\beta_4^{(+)} - \beta_5^{(+)})L_x \sin 2\varphi J/2, \qquad j_y = -L_x(\beta_2^{(-)} \cos^2\varphi + \beta_3^{(-)} \sin^2\varphi)J,$$

$$j_z = \beta_6^{(+)} L_x \sin 2\varphi J, \qquad j_z = \beta_4^{(-)} L_x \cos 2\varphi J.$$

Из равенств (9) видно, что в предельных ситуациях поляризации света вдоль оси **x** или **y** в легкоплоскостном случае в кристаллах с осью $2_x(+)$ отсутствует компонента фототока вдоль оси **z** и имеется лишь компонента в направлении оси **x**.

Рассмотрим теперь тетрагональные АФ, где главная ось 4_z является либо четным, либо нечетным элементом симметрии. К этим АФ относятся Fe_2TeO_6, Cr_2TeO_6, и Cr_2WO_6, V_2WO_6, соответственно.

B. EMS $\bar{1}(-)4_z(+)2_d(-)$, $\quad \bar{1}(-)4_z(-)2_d(-)$.

Остановимся сначала на АФ с $\mathbf{L} \parallel \mathbf{z}$. Анализ АФФЭ показывает, что при поляризации света вдоль оси **z** фототок независимо от четности оси 4_z отсутствует. При поляризации света $e = \{\cos\varphi, \sin\varphi, 0\}$ для плотности тока получим выражения

$$\begin{array}{ll} 4_z(+) & 4_z(-) \\ j = 0. & j_x = 0,\ j_y = 0, \\ & j_z = \beta_1^{(-)T} \cos 2\varphi L_z J. \end{array} \tag{10}$$

Видно, что АФ с различной четностью оси 4_z существенно различаются при такой поляризации света, поскольку для оси $4_z(+)$ тока вообще нет, а в АФ с осью $4_z(-)$ ток может распространяться только вдоль оси **z**.

В АФ типа легкая плоскость с указанными выше ОМС, ориентацией вектора $\mathbf{L} = (L\cos\Omega, L\sin\Omega, 0)$ и поляризацией света $e = \{0, \cos\varphi, \sin\varphi\}$ фотогальванический ток имеет компоненты

$$\begin{array}{ll} 4_z(+) & 4_z(-) \\ j_x = l\sin\Omega(\beta_2^{(+)T}\cos^2\varphi + \beta_3^{(+)T}\sin^2\varphi)J, & j_x = L\cos\Omega(\beta_2^{(-)T}\cos^2\varphi + \beta_3^{(-)T}\sin^2\varphi)J, \\ j_y = -L\cos\Omega(\beta_1^{(+)T}\cos^2\varphi + \beta_3^{(+)T}\sin^2\varphi)J, & j_y = -L\sin\Omega(\beta_4^{(-)T}\cos^2\varphi + \beta_3^{(-)T}\sin^2\varphi)J, \\ j_z = \beta_4^{(+)T} L\cos\Omega\sin 2\varphi\dfrac{J}{2}, & j_z = -\beta_5^{(-)T} L\sin\Omega\sin 2\varphi\dfrac{J}{2}. \end{array} \tag{11}$$

Из равенства (11) следует, что в предельных случаях, когда вектор **L** ориентирован вдоль координатных осей **x** или **y**, направления токов в АФ с ОМС, четной и нечетной относительно оси 4_z, взаимно перпендикулярны. Отметим, что фототоки оказываются взаимно перпендикулярными в зависимости от указанных направлений **L** и для одинаковой четности оси 4_z. При этом для $\mathbf{L} \parallel \mathbf{x}$ в АФ с ОМС, нечетной относительно оси 4_z, ток направлен по оси **x**, а для $\mathbf{L} \parallel \mathbf{y}$ имеет компоненты j_y, j_z. В четном случае для компонент тока получим обратное соотношение. Обратим внимание также на то, что при ориентации вектора **L** вдоль оси **x** компонента j_z фототока есть только в четных относительно оси 4_z структурах, тогда как при $\mathbf{L} \parallel \mathbf{y}$ только в системах с ОМС $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(-)$.

Рассмотрим ортофосфаты и ортованадаты, ОМС которых при одинаковой четности относительно главной оси симметрии имеют различную четность осей второго порядка

C. EMS $\bar{1}(-)4_z(-)2_d(-)$, $\quad \bar{1}(-)4_z(-)2_d(+)$.

В АФ типа легкая ось при поляризации света вдоль оси z фототок независимо теперь уже от четности оси 2_d не возникает.

При поляризации света $e = \{\cos\varphi, \sin\varphi, 0\}$ в направлении, перпендикулярном вектору $\mathbf{L}$, для плотности фототока в АФ с четной осью 2_d получим выражения

$$j_x = 0, \quad j_y = 0, \quad j_z = \beta_1^{(-)'} \sin 2\varphi L_z J/2. \tag{12}$$

Из сравнения (11) и (12) видно, что при такой поляризации света ток является нечетной функцией угла φ для четной оси 2_d и наоборот, хотя компоненты фототока те же. В той ситуации, когда свет поляризован в направлении осей координат ($\varphi = 0, \pi/2$), в средах с четной осью 2_d фототока нет, но он имеется в системах с осью $2_d(-)$. Если свет имеет поляризацию $e = \{0, \cos\varphi, \sin\varphi\}$ или $e = \{\cos\varphi, 0, \sin\varphi\}$, то направления фототока для указанных АФ оказываются взаимно перпендикулярными.

Для АФ типа легкая ось с главной осью $4_z(-)$ и четной осью второго порядка рассмотрим тот случай, когда $L = (L\cos\Omega, L\sin\Omega, 0)$, а свет имеет поляризацию $e = \{0, \cos\varphi, \sin\varphi\}$. Тогда плотность фототока может быть записана в виде

$$j_x = L\sin\Omega(\beta_2^{(-)'}\cos^2\varphi + \beta_3^{(-)'}\sin^2\varphi)J, \qquad j_y = L\cos\Omega(\beta_4^{(-)'}\cos^2\varphi + \beta_3^{(-)'}\sin^2\varphi)J,$$

$$j_z = \beta_5^{(-)'} L\cos\Omega\sin 2\varphi J/2. \tag{13}$$

В этой ситуации кристаллы с четной и нечетной осью 2_d легко различимы по направлению тока в зависимости от ориентации вектора $\mathbf{L}$.

Таким образом, в AF на АФФЭ влияет не только кристаллохимическая симметрия кристалла, но и его магнитное состояние. Так в зависимости от ОМС и ориентации вектора $\mathbf{L}$ для кристаллов с одной и той же кристаллохимической симметрией могут существенно различаться направления фототоков, как, например, следует из равенств (8), (9), (11) и (13), или же вообще в одном кристалле фототок отличен от нуля, а в другом отсутствует вовсе.

Все приведенные выше формулы написаны для случая однодоменного образца. Ясно однако, что в многодоменном образце АФФЭ может исчезать просто за счет изменения направления тока при смене направления вектора $\mathbf{L}$. Поэтому следует иметь в виду, что в легкоплоскостных тетрагональных АФ, например, могут существовать 180-градусные и 90-градусные домены. Чтобы ликвидировать последние и сделать образец однодоменным, необходимо провести отжиг в скрещенных магнитном и электрическом полях, поскольку за счет магнитоэлектрического взаимодействия установится наиболее энергетически выгодное состояние с одинаковой ориентацией $\mathbf{L}$ по всему кристаллу, а магнитное поле подавит 90-градусные домены.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 99-02-16268).

---

1. Б.И.Стурман, В.М.Фридкин, *Фотогальванический эффект*, Наука, Москва, 1992.
2. А.С.Давыдов, *Квантовая механика*, Москва, 1973.
3. В.И.Белиничер, Б.И.Стурман, УФН **130**, 415 (1980).
4. Е.А.Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Свердловск, 1990.
5. Е.А.Туров, УФН **164**, 325 (1994).
6. А.И.Мицек, В.Г.Шавров, ФТТ **6**, 210 (1964).