Письма в ЖЭТФ, том 73, вып. 2, стр. 92 – 94

Чисто антиферромагнитная мода колебаний в двухподрешеточной ферромагнитной фазе

Е. А. Туров[1)]

Институт физики металлов Уральского отделения РАН
620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 27 октября 2000 г.
После переработки 8 декабря 2000 г.

Показано, что в двухподрешеточном однопозиционном ферромагнетике может существовать чисто антиферромагнитная мода колебаний, возбуждаемая переменным электрическим полем. Рассчитаны частота собственных колебаний и соответствующий тензор восприимчивости.

PACS: 75.25.+z

При рассмотрении спин-волновых представлений в однопозиционном четырехподрешеточном магнетике (все четыре магнитных атома в элементарной ячейке принадлежат к одной и той же кристаллографической позиции) было показано, что наряду с известными типами колебаний (ферромагнитный в ферромагнитной фазе, квазиферромагнитный и квазиантиферромагнитный в антиферромагнитной фазе) могут существовать также чисто антиферромагнитные моды [1] (см. также [2]). В первых двух типах среди динамических (колебательных) переменных содержатся по две компоненты вектора ферромагнетизма M (прецессия!), а для третьего типа колеблется лишь одна компонента M; остальные переменные относятся к антиферромагнитным векторам L_i (i = 1, 2, 3). В чисто антиферромагнитной моде все переменные спин-волнового представления относятся к антиферромагнитным векторам, поэтому такие моды колебаний не могут возбуждаться магнитным полем $H(t) = H_1 \exp(-i\omega t)$ (ему не за что "зацепиться"). Следует искать другие (кроме теплового движения) внешние возмущения для их возбуждения. При определенных условиях (см. ниже) к таковым могут относиться переменные электрические поля и упругие напряжения.

Назовем, для краткости, такие чисто антиферромагнитные возбуждения *антимагнонами*.

По мнению автора, наиболее интересным и даже в какой-то степени экзотичным является существование антимагнонов в чисто ферромагнитной фазе, для которой векторы намагниченности всех подрешеток в основном состоянии направлены в одну сторону. Рассмотрение антимагнонов в этом частном случае и представляет цель настоящей заметки.

Из текста статей [1, 2] могло возникнуть впечатление, что существование антимагнонов есть прерогатива (хотя они и не были там рассмотрены) многоподрешеточных магнетиков (четыре и более магнитных атомов на элементарную магнитную ячейку). Оказывается, это не так. Ниже будет приведен простейший пример кристалла с двукратной позицией магнитных атомов (две магнитных подрешетки), для которого в ферромагнитной фазе существует чисто антиферромагнитная мода (антимагнон). Именно с этого простейшего случая целесообразно начать первое исследование антимагнонов.

Рассмотрим двукратную позицию 2i : $1(x\,0\,0)$, $2(\bar{x}\,0\,0)$ в ромбической группе $Pmmm$ (D_{2h}^1), характерную тем, что магнитные атомы 1 и 2 связаны центром симметрии $\bar{1}$ (принятым за начало координат). В этой группе всего 6 позиций такого типа (i, j, k, l, m, n) [3], и проведенное ниже исследование можно аналогично повторить для каждой из них. То же самое можно сделать для двукратных позиций e и f в другой ромбической группе $Pnma$ (D_{2h}^5).

Вводя, как обычно, вместо намагниченностей подрешеток M_1 и M_2 базисные векторы ферромагнетизма $M = M_1 + M_2$ и антиферромагнетизма, $M = M_1 + M_2$,соответствующие обменным магнитным структурам с шифрами $\bar{1}(+)2_x(+)2_y(+)$ и $\bar{1}(-)2_x(+)2_y(-)$, нетрудно составить следующую таблицу преобразований интересующих нас переменных под действием указанных элементов симметрии, принятых за генераторы группы $Pmmm$. (Преобразования для взятого в скобки элемента $2_z = 2_y \cdot 2_x$ приведены для удобства использования таблицы.)

Эта таблица содержит всю симметрийную информацию, необходимую для дальнейшего рассмотрения поставленной задачи. Строки $\Gamma_1 \div \Gamma_6$в левой верхней

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

Таблица преобразований, представлений, фаз и точечных магнитных групп.

Γ_i	M, L	$\bar{1}$	2_x	2_y	(2_z)	Магнитная точечная группа	t_{ij}
Γ_1	M_x	+	+	−	−	$m_x m'_y m'_z$	t_{yz}
Γ_2	M_y	+	−	+	−	$m'_x m_y m'_z$	t_{xz}
Γ_3	M_z	+	−	−	+	$m'_x m'_y m_z$	t_{xy}
Γ_4	L_x	−	+	+	+	$m'_x m'_y m'_z$	
Γ_5	L_y	−	−	−	+	$m_x m_y m'_z$	
Γ_6	L_z	−	−	+	−	$m_x m'_y m_z$	
	E_x	−	+	−	−	$M = M_1 + M_2$	
	E_y	−	−	+	−	$L = M_1 - M_2$	
4	E_z	−		−	+		

части дают одномерные неприводимые представления группы $Pmmm$ в терминах компонент векторов M и L. "Плюсы" и "минусы" показывают как преобразуются эти компоненты под действием соответствующего элемента симметрии – остаются они неизменными или меняют знак. Каждая строка соответствует фазе (магнитной структуре), заданной единственной отличной от нуля компонентой векторов M или L. Например в фазе $\Gamma_3(M_z)$ имеем $M \parallel Z$, а все остальные компоненты M или L равны нулю. Справа для каждой фазы указана магнитная точечная группа в терминах нештрихованных m_i ($i = x, y, z$) и штрихованных $m'_i = m_i \cdot 1'$плоскостей симметрии (где $1'$ – операция обращения времени $t \to -t$). Приведены также правила преобразования для компонент электрического поля E и тензора упругих напряжений t_{ij}.

Используя правила, сформулированные в [1, 2], можно найти спин-волновые представления для каждой из 6 фаз. Интересующей нас указанной выше чисто ферромагнитной фазе $\Gamma_3(M_z)$ соответствуют два спин-волновых представления – чисто ферромагнитная мода $\Gamma_{12}(M_x, M_y)$ (обычный магнон) и чисто антиферромагнетная мода $\Gamma_{45}(L_x, L_y)$ (антимагнон)[2)].

Для нахождения спектра колебаний, имея в виду лишь однородный случай, используем уравнения Онсагера

$$\dot{x}_n = \alpha_{nk} \frac{\partial \Phi_2}{\partial x_k} \tag{1}$$

(суммирование по дважды встречающемуся индексу), где для рассматриваемой моды Γ_{45}имеем динамические переменные $x_1 \equiv L_x$, а $x_2 \equiv L_y$; Φ_2 – квадратичная по ним часть термодинамического потенциала. Кинетический тензор $\alpha_{nk}(M)$ является функцией основного состояния с $M_z = M_0$. Пренебрегая пока диссипацией, следует учитывать только антисимметричную часть тензора α_{nk}:

$$\alpha_{nk} \equiv \alpha^a_{nk}(M_0) = -\alpha^a_{kn}(M_0) = \alpha^a_{kn}(-M_0) \cong \gamma M_0. \tag{2}$$

Здесь мы также учли соотношение Онсагера и разложили α_{nk} по M_0, ограничившись только линейным слагаемым; γ – константа, о которой пока мы можем лишь сказать, что она имеет размерность магнитомеханического отношения.

Запишем теперь термодинамический потенциал в виде (используя таблицу)

$$\Phi_2 = \frac{1}{2}\varepsilon_1 L_x^2 + \frac{1}{2}\varepsilon_2 L_y^2 - \frac{h}{M_0} M_z L_x E_z(t), \tag{3}$$

который включает динамические переменные L_x и L_y, относящиеся к моде Γ_{45}. Константы ε_1 и ε_2 наряду с обменом (для которого $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$) содержат также магнитную анизотропию. Последний член в (3) представляет собой линейное магнитоэлектрическое (МЭ) взаимодействие (наличие $M_0 = |M_z|$ в знаменателе обеспечивает безразмерность константы h, каковыми являются и $\varepsilon_{1,2}$). Из таблицы видно, что это единственный МЭ инвариант, соответствующий основному ферромагнитному состоянию с $M \parallel Z$. Как будет видно ниже, именно это взаимодействие может возбуждать антимагноны при соответствующей частоте ω, если положить $E_z(t) \propto \exp(-i\omega t)$.

Уравнения (1) с учетом (2) и (3) принимают вид

$$\dot{L}_x = \gamma M_0 \varepsilon_2 L_y, \quad \dot{L}_y = -\gamma M_0 (\varepsilon_1 L_x - h E_x). \tag{4}$$

Их решение $L_x \propto L_y \propto E_z \propto \exp(-i\omega t)$ определяет тензор антимагнонной восприимчивости β_{ij} в равенствах:

$$L_x = \beta_{xz} E_z, \quad L_y = \beta_{yz} E_z. \tag{5}$$

Отличны от нуля только две компоненты этого тензора:

$$\beta_{xz} = \frac{\omega_M^2 \varepsilon_2 h}{\omega_0^2 - \omega^2}, \beta_{yz} = -i\omega \frac{\beta_{xz}}{\omega_M \varepsilon_2}, \quad \omega_M = \gamma M_0. \tag{6}$$

Здесь величина

$$\omega_0^2 = \omega_M^2 \varepsilon_1 \varepsilon_2 \tag{7}$$

определяет квадрат частоты "антимагнонного резонанса", так что последняя имеет обменную природу.

Поскольку β_{xz} и β_{yz}, согласно (6) отличаются по фазе на $\pi/2$ и, вообще говоря, различны по величине, то конец вектора $\mathbf{L}$ описывает эллипс вокруг вектора

[2)] Напомним, как находятся моды для рассматриваемой фазы [1, 2]: к одной моде относят переменные двух таких строк в таблице, попарные произведения преобразований для которых ($+1$ или -1) дают строку для рассматриваемой фазы. В нашем случае фазы Γ_3 имеем: $(++-)$ (для M_x), умноженное на $(+-+)$ (для M_y), дает $(+--)$, что соответствует M_z; $(-++)$ (для L_x), умноженное на $(---)$ (для L_y), также дает $(+--)$.

$\mathbf{M} \parallel \mathbf{Z}$. Вблизи резонансной частоты $\omega \cong \omega_0$ отношение

$$\frac{L_x}{L_y} = \frac{\beta_{xz}}{\beta_{yz}} = i\frac{\omega_M \varepsilon_2}{\omega} \cong i\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}.$$

Это означает, что в одноосном кристалле, рассматриваемом как частный случай ромбического при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, эллиптическая поляризация становится круговой.

Диссипация, если таковую учесть, определяет потери на тепло Q, связанные с возбуждением антимагнонов полем $E_z(t)$. Поскольку в (3) множитель перед $E_z(t)$ играет роль электрической индукции (смещения), то

$$Q = \overline{\frac{d\Phi}{dt}} = -h\overline{L_x \frac{dE_z(t)}{dt}}, \tag{8}$$

где черта сверху означает усреднение по времени $t \gg 2\pi/\omega$.

Полагая, что $E_z(t) = E_z \exp(-i\omega t) + E_z^* \exp(i\omega t)$ (и аналогично для L_x), из (8) с учетом (5) и (6) получаем

$$Q = -i\omega h(\beta_{xz} - \beta_{xz}^*)|E_z|^2. \tag{9}$$

Само собой разумеется, что в отсутствии диссипации, когда величина β_{xz}, согласно (6) вещественна, $Q = 0$. Как обычно, роль затухания в простейшем виде можно учесть, если в формулах (4) произвести замену $\omega^2 \to \omega^2 - i\Gamma\omega$, где Γ – параметр затухания[3)]

Окончательно находим:

$$\beta_{xz} = \beta'_{xz} + i\beta''_{xz}, \tag{10}$$

где

$$\beta'_{xz} = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)\omega_M^2 \varepsilon_2 h}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Gamma\omega)^2},$$

$$\beta''_{xz} = \frac{\Gamma\omega\omega_M^2 \varepsilon_2 h}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Gamma\omega)^2}. \tag{11}$$

При этом (9) дает:

$$Q = 2\omega h \beta''_{xz}|E_z|^2.$$

Настоящая заметка в какой-то степени носит заявочный характер: предсказываются новый тип спиновых колебаний (антимагноны), возбуждаемых не магнитным, а электрическим полем, и некоторые особенности их свойств. Дело в том, что автору неизвестны конкретные магнетики с рассматриваемой выше магнитной структурой (даже с учетом того, что чисто ферромагнитная фаза может быть приготовлена искусственно, если приложить достаточно сильное магнитное поле). Поэтому рассмотренная система представляет собой лишь простейшую модель, в которой реализуются предсказываемые явления. Из нее, в частности, видно, что для существования этих явлений в магнетике должны иметься магнитные ионы, связанные друг с другом центром симметрии $\bar{1}$, что обычно характерно для систем с магнитоэлектрическим взаимодействием. Кстати, в таких системах может играть активную роль взаимодействие вида $M_i L_j E_k t_{mn}$ (можно назвать его пьезомагнитоэлектрическим). В нашем случае из таблицы следует существование в термодинамическом потенциале инвариантов вида $M_z L_y E_y t_{xz}$ и $M_z L_y E_x t_{yz}$, благодаря которым в фазе $\Gamma_3(M_z)$ могут возбуждаться антимагноны электрическими полями $E_y(t)$ или $E_x(t)$,если дополнительно приложены постоянные упругие напряжения t_{xz}^0 или t_{yz}^0. В то же время, неоднородные антимагноны могут возбуждаться неоднородными упругими напряжениями $t_{xz}(t)$ или $t_{yz}(t)$,если приложены постоянные электрические поля E_y^0 или E_x^0.

Эти и другие вопросы, возникающие в более сложной (четырехподрешеточной) системе, будут рассматриваться в другом месте в отдельной статье.

Автор благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований (проект # 99-02-16268) за финансовую поддержку, а также В. В. Николаеву и М. И. Куркину за дискуссию и полезные замечания.

1. Е. А.Туров, А. В. Колчанов, В сб. *Магнетизм переходных кристаллов и сплавов*, Екатеринбург: Изд. УРО РАН, 2000.
2. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., УФН **168**, 1303 (1998).
3. *International Tables for X-Ray Crystallograhy*, v.1. Birmingam: Kynoch Press, 1983.
4. Ч. Сликтер, *Основы теории магнитного резонанса*, М.: Изд. "Мир", 1981.

3) Нетрудно видеть, что этот результат получается, если в правые части уравнений (4) добавить слагаемые, пропорциональные соответственно L_x и L_y (аналогично тому, как это имеет место в уравнениях движения Блоха при описании парамагнитного резонанса [4]).