

Чисто антиферромагнитные спиновые волны («антимагноны») в тетрагональных магнетиках и способы их возбуждения

Е. А. Туров, И. Ф. Мирсаев

*Институт физики металлов УрО РАН
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: turov@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 2 ноября 2001 г.

Теоретически исследованы чисто антиферромагнитные колебания («антимагноны») в тетрагональных магнетиках с кристаллохимической структурой трирутиллов (Fe_2TeO_6 и др.). Такие колебания еще в 1988 году были рассмотрены украинскими физиками, однако не для тетрагональных кристаллов и только в случае антиферромагнитной (АФ) структуры. В настоящей статье наряду с АФ фазами исследована ферромагнитная фаза в той же системе четырех магнитных подрешеток. Рассмотрены способы возбуждения антимагнонов, которые представляют собой четвертый вид спиновых волн (дополнительно к ферромагнонам, квазиферромагнонам и квазиантиферромагнонам). При этом независимо от способа возбуждения (электрическое или магнитное поле, гиперзвук) антимагноны определены как спиновые волны, для которых в колебаниях не принимает участия суммарный локальный ферромагнитный вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, а только АФ вектор (или векторы) $\mathbf{L}(\mathbf{r})$. Рассчитаны не только собственные частоты, но и соответствующие восприимчивости. Указанному материалу предшествует обзор состояния проблемы в целом. Отмечено, что в большинстве случаев рассмотренные эффекты обусловлены динамическим проявлением магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий, причем даже в магнетиках, в которых отсутствует статический магнитоэлектрический эффект.

Теоретично досліджено чисто антиферромагнітні коливання («антимагнони») в тетрагональних магнетиках з кристаллохімічною структурою трирутілів (Fe_2TeO_6 та ін.). Такі коливання ще у 1988 році розглянуто українськими фізиками, однак не для тетрагональних кристалів і тільки у випадку антиферромагнітної (АФ) структури. У цій статті поряд з АФ фазами досліджено ферромагнітну фазу у тій же системі чотирьох магнітних підґраток. Розглянуто засоби збудження антимагнонів, які є четвертим видом спинових хвиль (додатково до ферромагнонів, квазіферромагнонів та квазіантиферромагнонів). При цьому незалежно від способу збудження (електричне або магнітне поле, гіперзвук) антимагнони визначено як спінові хвилі, для котрих у коливаннях не приймає участі сумарний локальний ферромагнітний вектор $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, а тільки АФ вектор (або вектори) $\mathbf{L}(\mathbf{r})$. Розраховано не тільки власні частоти, але і відповідні сприйнятливості. Зазначеному матеріалу передую огляд стану проблеми в цілому. Визначено, що у більшості випадків розглянуті ефекти обумовлено динамічною проявою магнитоелектричної та антиферроелектричної взаємодій, причому навіть у магнетиках, в яких немає статичного магнитоелектричного ефекту.

PACS: 75.30.Ds, 75.80.+q

Введение

В 1988 году украинские физики (в том числе с участием В. В. Еременко) фактически открыли новую главу в спиновой динамике магнетиков [1–5], предсказав существование так называемых

электроактивных спиновых волн, возбуждаемых не магнитным $\mathbf{H}(t)$, а ВЧ электрическим $\mathbf{E}(t)$ полем, и соответствующего антиферроэлектрического резонанса (АФЭР). Самое удивительное заключается в том, что эти фундаментальные ста-

ть оказались практически незамеченными (или недооценены?) ни украинскими, ни российскими, ни какими-либо другими магнитологами (по крайней мере это следует из известных нам литературных данных). Должны признаться, что к ним относятся и авторы настоящей статьи. Этим можно объяснить (но не оправдать!), что в конце 2000 года один из авторов (Е. Г.) в своей заметке [6] «переоткрыл» этот новый тип магнонов, в колебаниях которых принимает участие только антиферромагнитный (АФ) вектор \mathbf{L} (или векторы), а вектор суммарной локальной намагниченности \mathbf{M} не выходит из состояния равновесия. Последнее означает, что такие магноны могут возбуждаться лишь полем $\mathbf{E}(t)$ (электроактивные!) благодаря магнитоэлектрическому (МЭ) и антиферроэлектрическому (АФЭ) взаимодействиям (соответствующим слагаемым типа

$$MLE \text{ и } LLE \quad (1)$$

в термодинамическом потенциале).

Указанная непростительная неосведомленность авторов о работах [1–5] сыграла и некоторую положительную роль. Они рассмотрели проблему несколько с другой стороны и с другим подходом в методическом плане, используя макроскопические уравнения Ландау–Лифшица и Онсагера (вместо квантовых уравнений в [1–5]). При этом, естественно, были рассмотрены некоторые новые аспекты проблемы (знай автор [6] об обстоятельных статьях [1–5], он, возможно, и не решился бы исследовать этот вопрос).

В Екатеринбурге все началось с попытки авторов [7,8] (см. также новую книгу коллектива авторов [9]) классифицировать типы спиновых волн по степени участия в них векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} и, в связи с этим, по способам их возбуждения, используя весьма простой алгоритм разделения колебательных переменных по независимым модам (спин-волновым представлениям). Известны были три типа спиновых волн (магнонов): ферромагноны (колеблются лишь две компоненты вектора \mathbf{M}); квазиферромагноны (кроме этих двух компонент \mathbf{M} , колеблются также компоненты вектора (векторов) \mathbf{L}); наконец, квазиантиферромагноны (наряду с колебаниями \mathbf{L} колеблется также одна компонента \mathbf{M}). Естественно, возникал вопрос: почему же не могут существовать колебания только вектора (векторов) \mathbf{L} без участия \mathbf{M} ? Оказывается, могут, и это следует из указанного рассмотрения спин-волновых представлений [7–9]. При этом важно, чтобы магнитные атомы занимали определенные позиции кратных точек (во всяком случае, не однократные).

Автор [6] назвал такие чисто антиферромагнитные колебания спинов *антимагнонами* (хотя здесь напрашивалось название «антиферромагноны», однако последнее иногда использовалось по отношению вообще ко всем магнонам в антиферромагнетиках).

Конечно, сказанное желательно было продемонстрировать сначала на простейшем магнетике с двукратной позицией атомов [6], переходя затем к более сложным, четырехподрешеточным случаям [10,11]. Последовательное изложение «от простого к сложному» проведено в работе [12], имеющей назначение в какой-то степени дополнить книгу [9], в которой не учтены, к сожалению, работы [1–5], и тем самым отдать должное их авторам.

В чем же особенности и новое в работах, выполненных в ИФМ, по сравнению с [1–5] (мы не забываем, конечно, что наши работы значительно более поздние!)?

1. Антимагноны существуют не только в антиферромагнетиках (которые только и рассматривались в [1–5,11]), но и в ферро- и ферримагнетиках [6,13]. Наиболее простой и очевидный случай — это двухподрешеточный ферромагнетик с магнитными атомами в двукратной нецентросимметричной позиции, в которой удвоение как раз происходит за счет центра симметрии $\bar{1}$ (пространственной инверсии). На рис. 1 схематически представлены два возможных типа колебаний (прецессии) для такого двухподрешеточного ферромагнетика в основном состоянии с $\mathbf{M}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{M}_2$: тип А (ферромагнетик) — прецессия суммарной намагниченности

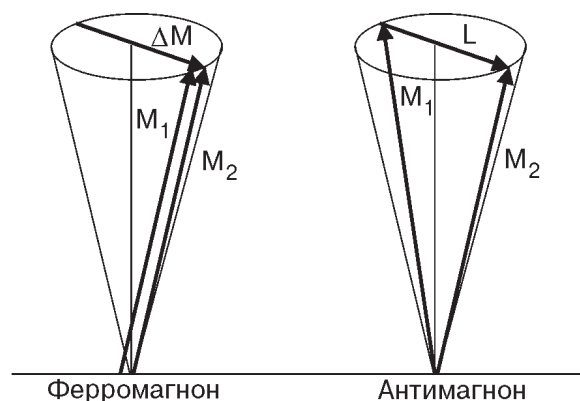


Рис. 1. Схемы двух возможных типов прецессии для двухподрешеточного ферромагнетика с магнитными атомами в двукратной нецентросимметричной позиции.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad (2)$$

и тип В (антимагنون) — прецессия появляющегося при возбуждении вектора антиферромагнетизма

$$\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2. \quad (3)$$

Для волн с волновым вектором $\mathbf{k} \neq 0$ фаза прецессии меняется от точки к точке. При этом закон дисперсии оказывается квадратичным в обоих случаях — для ферромагнетиков и антимагнетиков [10,12]. Энергетическая щель, будучи релятивистской для ферромагнетиков (за счет магнитной анизотропии и внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0), имеет обменную природу для антимагнетиков. Это согласуется с тем, что получено для антимагнетиков в [1–5] для четырехподрешеточных антиферромагнетиков. В антиферромагнитном двухподрешеточном основном состоянии с $\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$ антимагнетиков нет! Парадоксальная, на первый взгляд, ситуация — чисто АФ колебания (антимагнетоны) в чисто ферромагнитной (ФМ) фазе. Наглядная физическая причина этого видна из рисунка: возбуждение \mathbf{L} связано с преодолением обменного взаимодействия в силу нарушения параллельности \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 .

2. Согласно [1–5], антимагнетоны могут существовать и в АФ фазе, если только ее магнитная структура четырех- (и более) подрешеточная (см. также [11,12]). Собственно, таким АФ структурам и посвящены эти работы. Чтобы их возбуждать ($\Delta\mathbf{L} \neq 0$), необходимо существование инвариантов вида (1), в которых один из магнитных векторов (\mathbf{M} или \mathbf{L}) является центросимметричным (ЦС), а второй центроантисимметричным (ЦАС) ($\bar{\mathbf{L}} = -\mathbf{L}$); \mathbf{M} — всегда ЦС ($\bar{\mathbf{M}} = \mathbf{M}$).

Это касается электроактивных антимагнетонов, возбуждаемых только полем $\mathbf{E}(t)$. Однако первый инвариант в (1) определяет возможность возбуждать антимагнетоны также магнитным полем $\mathbf{H}(t)$ при $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 = \text{const}$, если $\mathbf{M} \rightarrow \mathbf{H}(t)$. При этом $\mathbf{H}(t)$ возбуждает $\mathbf{L}(t)$ [12,13]. Как же теперь называть такие колебания $\mathbf{L}(t)$ — электро- или магнитоактивными? Важно то, что и при $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t)$, и при $\mathbf{H} = \mathbf{H}(t)$ (но в последнем случае при $\mathbf{E} = \text{const}$) возбуждаются только колебания $\mathbf{L}(t)$, причем в обоих случаях это связано с МЭ взаимодействием. Кроме того, как показано в [12], в определенных случаях могут существовать чисто АФ колебания, возбуждаемые не электрическим или магнитным полем, а только гиперзвуком (и теплом, конечно). Характерно, что вопреки общему правилу, сформулированному в [1–5], в таких случаях позиция магнитных атомов может

быть даже центросимметричной. Поэтому мы сочли целесообразным сохранить название «антимагнетоны» как более общее, объединяющее все магнетоны по одному признаку — те, в которых отсутствуют колебания \mathbf{M} независимо от способа их возбуждения. Итак, антимагнетоны электроактивные, магнитоактивные и акустоактивные представляют собой четвертый тип спиновых волн дополнительно к ферромагнетонам, квазиферромагнетонам и квазиантиферромагнетонам.

3. Использование уравнений Онсагера позволило авторам [6,10–13] рассмотреть поперечные антимагнетоны с примесью продольных колебаний, а также чисто продольные антимагнетоны (продольные относительно основного базисного вектора: \mathbf{M} или одного из \mathbf{L}).

4. Авторы [6,10–13] ввели новые восприимчивости $\hat{\beta}(\omega)$ и $\hat{\delta}(\omega)$, определяющие линейную связь вида

$$\mathbf{L} = \hat{\beta}\mathbf{E} \quad \text{и} \quad \mathbf{L} = \hat{\delta}(\omega, \mathbf{E}_0)\mathbf{H}. \quad (4)$$

Вычислив их с учетом диссипации, нетрудно было найти также тепловые потери, связанные с возбуждением антимагнетонов.

5. Рассмотрены антимагнетоны также в ферромагнетиках с тремя и четырьмя магнитными подрешетками [12,13]. В последнем случае речь идет о ферромагнитном соединении Mn_2Sb .

6. Для простейшего случая двухподрешеточного ферромагнетика исследованы связанные антимагнетон-электромагнитные волны [12]. О такой возможности упоминалось еще в [2]. В [12] показано, что эта связь может привести к резонансному (на частоте АФЭР) эффекту Фарадея для света.

7. Почти все сказанное выше представляет собой эффекты динамического проявления МЭ (или АФЭ) взаимодействия. Они имеют место чаще всего в таких магнетиках, в которых отсутствует (и вообще может быть запрещен симметрией, например, в гематите) статический МЭ эффект. Но все это были эффекты обменного диапазона частот (вблизи частоты антимагнетонного резонанса). Однако оказывается, что указанные взаимодействия могут проявляться и для низкочастотных явлений, например, согласно [12], возбуждение ЯМР электрическим полем $\mathbf{E}(t)$, где между $\mathbf{E}(t)$ и $\mathbf{L}(t)$ имеет место квазиравновесная связь. В частности, это относится к гематиту, ортоферритам и др. магнетикам с ЦС обменной магнитной структурой (ОМС), если только сама позиция магнитных атомов не является ЦС.

8. Показана возможность существования антимагнонов (низкие частоты!) в мультислойных сверхструктурах с определенной симметрией [12].

9. Рассмотренные в [1–5] магнетики с АФ ОМС относились к ромбической, ромбоэдрической и гексагональной сингониям. Тетрагональные кристаллы не были рассмотрены. Именно им и будет посвящена настоящая статья. Причем речь пойдет не только о четырехподрешеточных магнетиках с АФ ЦАС структурами, характерными, например, для трирутилов (соединений типа Fe_2TeO_6) в легкоосном (ЛО) и легкоплоскостном (ЛП) состояниях, но, для пояснения физической картины явлений и «про запас», также и о ЦС ферромагнитной и антиферромагнитной ОМС в кристалле с той же кристаллохимической структурой. Кроме того, использование спин-волновых представлений в [8,9] и его развитие в применении к одноосным магнетикам (с учетом также магнитной симметрии) позволяет перекинуть мосты от ромбических и тетрагональных кристаллов к ромбоэдрическим и гексагональным [12], о которых шла речь в [1–5].

1. Кристаллическая и возможные магнитные структуры, термодинамический потенциал

Рассмотрим тетрагональный кристалл с симметрией $P4_2/mmm (D_{4h}^{14})$, в котором магнитные атомы занимают четырехкратную позицию $4e$ (см. рис. 2.14 в книге [9]). Четырем магнитным подрешеткам с намагниченностями \mathbf{M}_v ($v=1, 2, 3, 4$) соответствуют 4 базисных вектора

(один ферромагнитный и три антиферромагнитных):

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_a &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_b &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_c &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4. \end{aligned} \quad (5)$$

Первые два из них — ЦС, а остальные — ЦАС. Приняв в качестве генераторов группы элементы $\bar{1}, 2_{1x}, 4_{2z}$, можем записать перестановочный код позиции $4e$ [12]:

$$\bar{1} \left(\begin{smallmatrix} 1-2 \\ 3-4 \end{smallmatrix} \right) 2_{1x} \left(\begin{smallmatrix} 1-4 \\ 2-3 \end{smallmatrix} \right) 4_{2z} \left(\begin{smallmatrix} 1-3 \\ 2-4 \end{smallmatrix} \right). \quad (6)$$

Черточками соединены номера атомов, переставляемых соответствующим элементом симметрии. Собственно говоря, из (5) и (6) не только виден ЦС или ЦАС характер базисных векторов, но и меняют или не меняют знак эти векторы при перестановках, осуществляемых другими элементами симметрии (2_{1x} и 4_{2z}).

Мы не будем приводить соответствующую таблицу перестановочных преобразований векторов (5), а сразу запишем таблицу преобразований компонент этих векторов, учитывающую не только перестановки, но и сами повороты (и отражения), производимые элементами (6). Фактически это есть таблица неприводимых представлений пространственной группы D_{4h}^{14} .

Заметим, что колонка III определяет правила преобразований под действием элементов $\bar{1}, 2_{1x}$ и 2_z , представляющих собой генераторы ромбической группы $Pnmm$, являющейся подгруппой

Таблица

Правила преобразований векторов $\mathbf{M}, \mathbf{L}_\xi$ ($\xi = a, b, c$) под действием элементов симметрии групп $Pnmm$ и $P4_2/mmm$. Указаны также точечные магнитные группы фаз, определяемые строками Γ_i

Γ_i	$\mathbf{M}, \mathbf{L}, \mathbf{E}$	$\bar{1} 2_{1x} 2_z$	4_{2z}	Магнитная группа
Γ_1	M_x, L_{ay}	+1+1-1	M_y, L_{ax}	$\bar{1} 2_x 2_z$
Γ_2	M_y, L_{ax}	+1-1-1	$-M_x, -L_{ay}$	$\bar{1} 2'_x 2_z$
Γ_3	M_z	+1-1+1	M_z	$\bar{1} 2'_x 4_z$
Γ_4	L_{bx}, L_{cy}, E_y	-1-1-1	$L_{by}, L_{cx}, -E_x$	$\bar{1}' 2_x 2'_z$
Γ_5	L_{by}, L_{cx}, E_x	-1+1-1	$-L_{bx}, -L_{cy}, E_y$	$\bar{1}' 2_x 2'_z$
Γ_6	L_{az}	+1+1+1	$-L_{az}$	$\bar{1} 2_x 4'_z$
Γ_7	L_{bz}	-1+1+1	L_{bz}	$\bar{1}' 2_x 4_z$
Γ_8	L_{cz}, E_z	-1-1+1	$-L_{cz}, E_z$	$\bar{1}' 2'_x 4'_z$

тетрагональной группы $P4_2/mnm$ («+1» и «-1» указывают, не меняет или меняет знак соответствующая функция). В колонке IV представлены дополнительные правила преобразования под действием элемента 4_{2z} , дополняющего группу $Pnmm$ до $P4_2/mnm$. Кроме того, в последней колонке записаны точечные магнитные группы, относительно которых инвариантны функции в колонке II, определяющие соответствующие фазы для группы $Pnmm$. Напомним, что $g' = g1'$ (где g — элемент точечной группы, а $1'$ — операция обращения времени).

Эта таблица позволяет записать инвариантное выражение для плотности термодинамического потенциала Φ . Для краткости ограничимся билинейным приближением по векторам (5) (хотя, вообще говоря, этого не всегда оказывается достаточно [12]), добавляя лишь МЭ и АФЭ взаимодействия, а иногда также и зеемановскую энергию в постоянном поле.

Итак,

$$\Phi = \Phi_{\text{mag}} + \Phi_{\text{ME}} + \Phi_{\text{AFE}}. \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{mag}} = & \frac{1}{2} A_M \mathbf{M}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\xi} A_{\xi} \mathbf{L}_{\xi}^2 + \frac{1}{2} K_M (M_x^2 + M_y^2) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\xi} K_{\xi} (L_{\xi x}^2 + L_{\xi y}^2) + r(L_{bx}L_{cy} + L_{by}L_{cx}) + \\ & + p(M_xL_{ay} + M_yL_{ax}) - \mathbf{MH} \end{aligned} \quad (8)$$

— магнитная энергия, где A_M и A_{ξ} ($\xi = a, b, c$) — обменные константы, а остальные — релятивистские. Далее

$$\begin{aligned} 4M_0\Phi_{\text{ME}} = & -s_1(M_xE_x + M_yE_y)L_{bz} - \\ & -s_2(M_xL_{bx} + M_yL_{by})E_z - \\ & -s_3M_z(E_xL_{bx} + E_yL_{by}) - s_4M_zE_zL_{bz} - \\ & -d_1(M_xE_y + M_yE_x)L_{cz} - \\ & -d_2(M_xL_{cy} + M_yL_{cx})E_z - d_3M_z(E_xL_{cy} + E_yL_{cx}) \end{aligned} \quad (9)$$

определяет магнитоэлектрическое взаимодействие, а

$$4M_0\Phi_{\text{AFE}} = -f_1L_{az}(E_xL_{by} + E_yL_{bx}) -$$

$$\begin{aligned} & -f_2L_{az}(E_xL_{cx} + E_yL_{cy}) - \\ & -f_3(L_{ax}E_y + L_{ay}E_x)L_{bz} - \\ & -f_4(L_{ax}E_x + L_{ay}E_y)L_{cz} - f_5L_{az}L_{cz}E_z \end{aligned} \quad (10)$$

— антиферроэлектрическое взаимодействие. Отметим, что из общих выражений (9) и (10) для конкретных магнитных структур будут оставаться лишь отдельные члены. M_0 — модуль вектора подрешеточной намагниченности.

Сразу отметим, что в Φ_{mag} (8) мы будем в основном придерживаться обменного приближения, оставляя лишь члены с A_M , A_{ξ} и Зеемана. (Для нас сейчас главное — принципиальная сторона дела.)

Находим из равномодульной модели $\mathbf{M}_v^2 = M_0^2$, которой соответствуют условия

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^2 + \sum_{\xi} \mathbf{L}_{\xi}^2 &= (4M_0)^2, \\ \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_a + \mathbf{L}_b \cdot \mathbf{L}_c &= 0, \\ \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_b + \mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_c &= 0, \\ \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_c + \mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_b &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

а также уравнения Ландау — Лифшица (ЛЛ)

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{L}_a \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_a} + \mathbf{L}_b \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_b} + \mathbf{L}_c \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_c} \right), \\ \dot{\mathbf{L}}_a &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_a} + \mathbf{L}_a \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{L}_b \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_c} + \mathbf{L}_c \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_b} \right), \\ \dot{\mathbf{L}}_b &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_b} + \mathbf{L}_a \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_c} + \mathbf{L}_b \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} + \mathbf{L}_c \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_a} \right), \\ \dot{\mathbf{L}}_c &= \gamma \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_c} + \mathbf{L}_a \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_b} + \mathbf{L}_b \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_a} + \mathbf{L}_c \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где γ — абсолютная величина магнитомеханического отношения.

Важное следствие, вытекающее из уравнений (12) (содержащееся также в условиях (11), которые представляют собой интегралы движения этих уравнений): если в основном состоянии отличен от нуля только один из базисных векторов (5), то могут существовать лишь перпендикулярные ему колебания других векторов; продольные колебания отсутствуют. Можно показать, что для поперечных колебаний фактически те же результаты получаются из линейных кинетических уравнений Онсагера [12,13].

2. Фазы и спин-волновые представления (моды колебаний)

С точки зрения упомянутой ромбической группы, каждая строка в таблице соответствует некоторой магнитной структуре (фазе), в которой в основном состоянии отличны от нуля только компоненты, представленные в этой строке. С добавлением оси 4_{2z} эти фазы могут, конечно, объединяться в одну, включающую в себя те компоненты, которые связаны с этой осью. Например, фазы Γ_1 и Γ_2 могут составлять одну фазу $\Gamma_{12}(M_x, L_{ay}, M_y, L_{ax})$. Однако они могут существовать и сами по себе, что определяется уже конкретным видом энергии магнитной анизотропии, величиной и направлением магнитного поля. Далее мы будем рассматривать лишь такие фазы, характерные для ромбической симметрии. Наличие оси 4_{2z} сказывается только в том, что она приводит к определенным соотношениям между константами термодинамического потенциала и равенству соответствующих частот магнонов для двух связанных этой осью фаз.

Переходя теперь к колебательным модам и их собственным частотам, отметим, что здесь использована концепция спин-волновых представлений [9,14,15], позволяющая разделить колебательные переменные на независимые группы еще до написания уравнений движения. Соответствующий алгоритм был сформулирован в [8,9] только для ромбических кристаллов. Поражает его простота: к одному и тому же спин-волновому представлению рассматриваемой фазы Γ_n относятся переменные из таких двух строк таблицы Γ_m и $\Gamma_{m'}$, для которых произведения чисел (+1 или -1) дают числа строки Γ_n , схематически $\Gamma_m \Gamma_{m'} = \Gamma_n$. При этом возможен случай, когда $m = m'$.

Рассмотрим для примера фазу $\Gamma_6(L_{az}^0)$, о которой будет идти речь ниже. Для нее каждое из Γ_{mm} представляет собой спин-волновое представление. В частности, это будут $\Gamma_{44}(\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy})$ и $\Gamma_{55}(\Delta L_{by}, \Delta L_{cx})$ (ноль сверху означает основное состояние, а значок Δ отмечает колебательные переменные). Что делает ось 4_{2z} , когда мы обращаемся к случаю тетрагонального кристалла, добавляя эту ось? На первый взгляд, она перепутывает моды, соответствующие представлениям Γ_{44} и Γ_{55} , давая единую моду с представлениями $\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cx}$. Однако это не так: моды $\Gamma_{44}(\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy})$ и $\Gamma_{55}(\Delta L_{by}, \Delta L_{cx})$ остаются независимыми! Последнее следует хотя бы из того обстоятельства, что переменные строк Γ_4 и Γ_5 имеют различную магнитную симметрию — соответственно $\bar{1}' 2'_x 2'_z$ и $\bar{1}' 2'_x 2'_z$, в результате чего

уравнения движения для пар $\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy}$ и $\Delta L_{by}, \Delta L_{cx}$ разделяются. А необходимость инвариантности этих уравнений к магнитной группе основного состояния $\Gamma_6(L_{az}^0)$, в том числе к оси $4'_z$, сводится просто к тому, что эти уравнения при этом преобразовании переходят друг в друга.

Анализ спин-волновых представлений для других фаз будет проведен непосредственно при их рассмотрении. (Заметим, что вопрос о спин-волновых представлениях для тетрагональных и других одноосных кристаллов на основе развития сформулированного выше алгоритма для ромбического случая изложен в [12] недостаточно полно и четко.)

Рассмотрим легкоосные, а затем легкоплоскостные структуры (фазы).

3. Легкоосные структуры

3.1. Фаза $\Gamma_6(L_{az}^0)$ (магнитная группа $\bar{1} 2_x 4'_z$)

В этой ЦС АФ фазе с $\mathbf{L}_a^0 \parallel \mathbf{Z}$, согласно таблице, имеются следующие спин-волновые представления (моды): антимагнонные моды

$$\Gamma_{44}(L_{bx}, L_{cy}), \Gamma_{55}(L_{by}, L_{cx}) \quad (13)$$

и квази-АФ моды $\Gamma_{11}(M_x, L_{ay}), \Gamma_{22}(M_y, L_{ax})$.

Рассмотрим только первые (вторые не возбуждаются электрическим полем).

Эта фаза реализуется только при $A_a < 0$, A_b и $A_c > 0$ ($\mathbf{M} = 0$). Исключая с помощью первого из уравнений (11) слагаемое с L_a^2 , из (8) (в обменном приближении) и (10) получаем квадратичную форму Φ_2 по спин-волновым переменным (13):

$$\Phi_2 = \frac{1}{2} [\tilde{A}_b(L_{bx}^2 + L_{by}^2) + \tilde{A}_c(L_{cx}^2 + L_{cy}^2)] - f_1(L_{bx}E_y + L_{by}E_x) - f_2(L_{cy}E_y + L_{cx}E_x). \quad (14)$$

Здесь $\tilde{A}_b = A_b - A_a$, $\tilde{A}_c = A_c - A_a$ и учтено, что $L_{az}^0 = 4M_0$. В результате уравнения ЛЛ (12) сводятся к двум независимым системам:

$$\begin{aligned} \dot{L}_{bx} &= -\omega_0(\tilde{A}_c L_{cy} - f_2 E_y), \\ \dot{L}_{cy} &= \omega_0(\tilde{A}_b L_{bx} - f_1 E_y) \end{aligned} \quad (15)$$

и

$$\begin{aligned} \dot{L}_{by} &= \omega_0(\tilde{A}_c L_{cx} - f_2 E_x), \\ \dot{L}_{cx} &= -\omega_0(\tilde{A}_b L_{by} - f_1 E_x), \end{aligned} \quad (16)$$

где $\omega_0 = 4\gamma M_0$. В поле $\mathbf{E}(t) \propto \exp(-i\omega t)$ их решение дает

$$L_{bx} = \frac{\omega_0(f_1\tilde{A}_c\omega_0 - i\omega f_2)}{\omega_L^2 - \omega^2} E_y, \quad (17)$$

$$L_{cy} = \frac{\omega_0(f_2\tilde{A}_b\omega_0 + i\omega f_1)}{\omega_L^2 - \omega^2} E_y,$$

$$L_{by} = \frac{\omega_0(f_1\tilde{A}_c\omega_0 + i\omega f_2)}{\omega_L^2 - \omega^2} E_x, \quad (18)$$

$$L_{cx} = \frac{\omega_0(f_2\tilde{A}_b\omega_0 - i\omega f_1)}{\omega_L^2 - \omega^2} E_x.$$

Здесь ω_L — частота антимагнонов (частота АФЭР по терминологии [1–5]), определяемая выражением

$$\omega_L^2 = \omega_0^2 \tilde{A}_b \tilde{A}_c. \quad (19)$$

Она имеет обменную природу, как и для других сингоний, рассмотренных в указанных работах. Учет релятивистских слагаемых в (8), ничего не изменяя по существу, дает лишь малые поправки.

Обращаем внимание, что уравнения (15), (16), как и их решения (17), (18), инвариантны относительно магнитной группы $\bar{1}2_x 4'_z$ рассматриваемой фазы $\Gamma_6(L_{az}^0)$. При этом штрихованная ось $4'_z$ переводит (15) в (16) и (17) в (18). (Во втором случае не следует забывать, что операция обращения времени $1'$ изменяет знак ω .) Частота для обеих мод (13) оказывается одинаковой. Это тоже является следствием наличия оси симметрии 4_{2z} в пространственной группе D_{4h}^{14} . Кстати, формулы (18) получаются из (17) заменой $x \leftrightarrow y$ и $\omega \rightarrow -\omega$.

На первый взгляд, результаты (17) и (18) кажутся несколько удивительными: тензор линейной связи между \mathbf{E} и \mathbf{L} (названный в [6] тензором антимагнотон-электрической восприимчивости $\hat{\beta}$) оказался комплексным. Это не означает, однако, что имеет место поглощение (без учета диссипации!). Просто поглощение определяется другим тензором — эффективной электрической восприимчивостью. Действительно, АФЭ взаимодействие (10) можно записать в виде

$$\Phi_{AFE} = -P_x E_x - P_y E_y. \quad (20)$$

Здесь $P_x = f_1 L_{by} + f_2 L_{cx}$, $P_y = f_1 L_{bx} + f_2 L_{cy}$ — компоненты вектора эффективной поляризованности. Подставляя $L_{bx}, L_{by}, L_{cx}, L_{cy}$ из (17) и (18), получаем

$$P_x = \kappa E_x \text{ и } P_y = \kappa E_y, \quad (21)$$

где

$$\kappa = \frac{\omega_0^2(f_1^2 \tilde{A}_c + f_2^2 \tilde{A}_b)}{\omega_L^2 - \omega^2}$$

— уже вещественная функция ω .

Если учесть диссипацию (например, по Блоху, что сводится к простой замене $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma$ в этом выражении), то получаем $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ (не будем выписывать очевидных формул для вещественной и мнимой частей κ). И можно найти тепловые потери, связанные с возбуждением антимагнонов:

$$Q = -\overline{(P_x \dot{E}_x + P_y \dot{E}_y)}$$

(черта сверху — усреднение по времени $t \gg 2\pi/\omega$). Результат — снова очевидный:

$$Q = \frac{1}{2} \omega \kappa'' (|E_x|^2 + |E_y|^2). \quad (22)$$

3.2. Фаза $\Gamma_7(L_{bz}^0)$ (магнитная группа $\bar{1}'2_x 4_z$)

Эта АФ фаза с ЦАС основным базисным вектором $\mathbf{L}_b^0 || \mathbf{Z}$ ($L_{bz}^0 = 4M_0$), согласно таблице, имеет два поперечных квази-АФ представления:

$$\Gamma_{15}(M_x, L_{ay}, L_{by}, L_{cx}) \quad (23)$$

и

$$\Gamma_{24}(M_y, L_{ax}, L_{bx}, L_{cy}), \quad (24)$$

которые остаются независимыми и после учета оси 4_{2z} . Кроме того, вообще говоря, могут существовать продольные моды $\Gamma_{38}(M_z, L_{cz})$ и $\Gamma_{67}(L_{az}, L_{bz})$, но мы здесь их не рассматриваем.

Хотя поперечных антимагнонов в данной фазе нет и моды (23) и (24) являются квази-АФ, тем не менее мы приведем для них приближенные результаты. Во-первых, потому что такую структуру $\Gamma_7(L_{bz}^0)$ имеет конкретный ЦАС антиферромагнетик (см. [9], разд. 7.2) Fe_2TeO_6 ($T_N = 219\text{K}$). Во-вторых, (23) и (24) — квази-АФ моды со сравнительно низкой частотой

$$\omega_{AF} = \gamma \sqrt{2H_E H_A} \quad (25)$$

(полуобменные, полурелятивистские), возбуждаемые электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ благодаря МЭ взаимодействию (первое слагаемое в (9)).

В данном случае в (8) следует полагать $A_b < 0$, $A_M > 0$, $A_a > 0$, $A_c > 0$ и $K_b > 0$. С учетом (11) квадратичная форма Φ_2 принимает вид

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \frac{1}{2} \left[\tilde{A}_M (M_x^2 + M_y^2) + \tilde{A}_a (L_{ax}^2 + L_{ay}^2) + \right. \\ & \left. + \tilde{A}_c (L_{cx}^2 + L_{cy}^2) + K_b (L_{bx}^2 + L_{by}^2) \right] + \\ & + p(M_x L_{ay} + M_y L_{ax}) + r(L_{bx} L_{cy} + L_{by} L_{cx}) - \\ & - s_1 (M_x E_x + M_y E_y) - f_3 (L_{ax} E_y + L_{ay} E_x), \end{aligned} \quad (26)$$

где $\tilde{A}_M = A_M - A_b + K_M$, $\tilde{A}_a = A_a - A_b + K_a$, $\tilde{A}_c = A_c - A_b + K_c$. Естественно, что здесь, имея в виду отыскание квази-АФ колебаний и их частот, приходится учитывать релятивистские взаимодействия.

Итак, рассмотрим сначала моды (23). Решение уравнений (12) показывает, что соответствующие восприимчивости к полю $\mathbf{E}(t)$ имеют два полюса — один на квази-АФ частоте вида (25), а точнее

$$\omega_{\text{AF}}^2 = \omega_0^2 \tilde{A}_M K_b, \quad (27)$$

другой — на обменной частоте вида $\omega_E = \gamma H_E$. При этом

$$\omega_{\text{AF}}^2 \ll \omega_E^2 \cong \omega_0^2 \tilde{A}_a \tilde{A}_c. \quad (28)$$

Вблизи частоты ω_{AF} главными действующими компонентами являются M_x и L_{by} (именно для них соответствующая им собственная частота колебаний оказывается равной нулю, если принять обменное приближение). Это означает, что для этой моды остальные две компоненты L_{ay} и L_{cx} из набора (23), для которых имеется полюс на обменной частоте (27), следуют за первыми квазиравновесным образом. Следовательно, пару L_{ay} , L_{cx} можно выразить через M_x , L_{by} из уравнений $\partial \Phi_2 / \partial L_{ay} = \partial \Phi_2 / \partial L_{cx} = 0$. В результате находим

$$L_{ay} = -\frac{p}{\tilde{A}_a} M_x \quad \text{и} \quad L_{cx} = -\frac{r}{\tilde{A}_c} L_{by}, \quad (29)$$

и, подставив эти значения в (26), получим Φ_2 в терминах только переменных M_x и L_{by} . Окончательное решение уравнений ЛЛ (12) для них можно записать в виде

$$M_x = \alpha_{xx} E_x, \quad L_{by} = \beta_{yx} E_x, \quad (30)$$

где

$$\alpha_{xx} \cong \frac{s_1^* \omega_0^2 K_b^*}{\omega_{\text{AF}}^2 - \omega^2}, \quad \beta_{yx} \cong i \alpha_{xx} \frac{\omega}{\omega_0 K_b^*}$$

— компоненты тензоров магнитоэлектрической и антиферроэлектрической восприимчивостей. Звездочки у s_1^* и K_b^* означают их перенормировку, связанную с нагрузкой от L_{ay} и L_{cx} из (29):

$$s_1^* = s_1 - \frac{f_3 p}{\tilde{A}_a}, \quad K_b^* = K_b - \frac{r^2}{\tilde{A}_c}.$$

Аналогичным образом в формуле (27) для частоты квази-АФ резонанса появляются малые релятивистские поправки как для K_b , так и \tilde{A}_M . Восприимчивости для других двух компонент, L_{ay} и L_{cx} , конечно, тоже имеют полюс на частоте ω_{AF} , но их величина, в соответствии с (29), меньше, чем для M_x , L_{by} , в отношении порядка pM_0/H_E (или rM_0/H_E).

Соответствующий расчет для переменных M_y , L_{ax} , L_{bx} , L_{cy} моды Γ_{24} (24) дает аналогичный результат: необходимо лишь в формулах (30) произвести замену $x \leftrightarrow y$ и $\omega \rightarrow -\omega$. При этом полная теплота Q с учетом диссипации снова определяется формулой вида (22), в которой теперь $\kappa = s_1^* \alpha_{xx}$ ($\alpha_{yy} = \alpha_{xx}$).

3.3. Фаза $\Gamma_8(L_{cz}^0)$ (магнитная группа $\bar{1}' 2'_x 4'_z$)

В этой фазе имеются два спин-волновых представления для поперечных (к \mathbf{L}_c^0) мод колебаний: $\Gamma_{14}(M_x, L_{ay}, L_{bx}, L_{cy})$ и $\Gamma_{25}(M_y, L_{ax}, L_{by}, L_{cx})$.

Для Γ_{14} следует использовать формулы (27)–(30) с заменой $s_1 \rightarrow d_1$, $E_x \rightarrow E_y$, а также индексов $b \leftrightarrow c$. При этом, разумеется,

$$\omega_{\text{AF}}^2 \cong \omega_0^2 \tilde{A}_M K_c,$$

где $A_M = A_M - A_c + K_M$.

Соответствующие моды для Γ_{25} получаются из Γ_{14} подстановкой $x \leftrightarrow y$ и $\omega \rightarrow -\omega$.

3.4. Фаза $\Gamma_3(M_z^0)$ (магнитная группа $\bar{1} 2'_x 4_z$)

В этой чисто ФМ фазе с $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{Z}$ таблица дает для поперечных колебаний спин-волновые представления: $\Gamma_{12}(M_x, M_y, L_{ax}, L_{ay})$ — квази-ФМ моды и $\Gamma_{45}(L_{bx}, L_{by}, L_{cx}, L_{cy})$ — антимагнитные моды. Первые не возбуждаются электрическим полем (нет соответствующих МЭ инвариантов), поэтому рассмотрим только вторые.

Имея в виду, что в данном случае $A_M < 0$, A_b и $A_c > 0$ ($\mathbf{L}_a = 0$, так как этот вектор не входит ни в основное состояние, ни в число колебательных переменных), в обменном приближении из (8), (9) получаем

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \frac{1}{2} \sum_{\xi} \tilde{A}_{\xi} (L_{\xi x}^2 + L_{\xi y}^2) - s_3 (L_{bx} E_x + L_{by} E_y) - \\ & - d_3 (L_{cx} E_y + L_{cy} E_x) - M_z H_z. \end{aligned} \quad (31)$$

В сумме ξ принимает два значения, b и c , $\tilde{A}_\xi = A_\xi - A_M$. Здесь внешнее постоянное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{Z}$, и в других случаях будем направлять поле \mathbf{H} так, чтобы оно не меняло симметрию основного состояния (когда это возможно). Полевое слагаемое в (31) дает вклад в квадратичную форму благодаря тому, что из условий равномо- дульности (11) следует

$$M_z \cong M_z^0 - \frac{1}{2M_z^0} (L_{bx}^2 + L_{by}^2 + L_{cx}^2 + L_{cy}^2), \quad (32)$$

где $M_z^0 = 4M_0$.

С учетом (31) и (32), решая уравнения ЛЛ, находим

$$\begin{aligned} L_{\xi x} &= \beta_{xx}^\xi E_x + \beta_{xy}^\xi E_y, \\ L_{\xi y} &= \beta_{yx}^\xi E_x + \beta_{yy}^\xi E_y \quad (\xi = b, c), \end{aligned} \quad (33)$$

где

$$\beta_{xx}^b = \beta_{yy}^b = \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_b s_3}{\omega_b^2 - \omega^2}, \quad \beta_{xy}^b = -\beta_{yx}^b = -\frac{i\omega\omega_0 s_3}{\omega_b^2 - \omega^2}, \quad (34)$$

$$\beta_{xx}^c = -\beta_{yy}^c = -\frac{i\omega\omega_0 d_3}{\omega_c^2 - \omega^2}, \quad \beta_{xy}^c = \beta_{yx}^c = \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_c d_3}{\omega_c^2 - \omega^2}.$$

Здесь

$$\omega_\xi = \omega_0 \tilde{A}_\xi + \gamma H_z \quad (35)$$

— частота антимагнного (АМГ) резонанса, $\xi = b, c$.

Характерно, что в рассматриваемом (обменном) приближении существуют две независимые АМГ моды с различными частотами — векторы \mathbf{L}_b и \mathbf{L}_c колеблются независимо. Однако учет релятивистских слагаемых (в данном случае членов с r в (8)) связывает эти колебания. При этом в (8), конечно, следует учесть и магнитную анизотропию. В результате получаются релятивистские поправки как к \mathbf{L}_b и \mathbf{L}_c , так и к обменным частотам ω_b и ω_c . При этом поправки от связывающего взаимодействия определяются величиной, квадратичной по малому параметру r/\tilde{A}_ξ . (Магнитная анизотропия лишь слегка перенормирует константы \tilde{A}_ξ : $\tilde{A}_\xi \rightarrow \tilde{A}_\xi + K_\xi$.)

Обратим внимание на то, что ФМ фаза $\Gamma_3(M_z^0)$, вообще говоря, не реализуется в триуртилах, о которых идет здесь речь. Однако она может быть получена из АФ фазы (например, из фазы $\Gamma_7(L_{bz}^0)$, реализующейся в Fe_2TeO_6 [9], разд. 7.2), если приложить достаточно сильное поле H_z , чтобы произошел фазовый переход типа спин-флипа (схлопывания). При этом

$A_b < 0$, а $A_M > 0$, и формулу (35) для ω_b следует переписать в виде

$$\omega_b = \gamma [H_z - 4M_0(A_M - A_b)]. \quad (36)$$

Отсюда видно, что эта мода устойчива лишь в полях

$$H_z \geq H_{\text{flip}} = 4M_0(A_M - A_b).$$

Эта ситуация интересна тем, что позволяет получить сколь угодно низкую АМГ частоту, когда поле H_z приближается к H_{flip} сверху. Для этого необходимо, конечно, иметь поля H_z порядка обменных.

4. Легкоплоскостной случай

Если основной базисный вектор $\mathbf{L}^0 \equiv \mathbf{L}_\perp^0$ (или, вообще говоря, \mathbf{M}_\perp^0) лежит в плоскости базиса XY , то мы имеем дело с магнетиком типа ЛП.

4.1. Центросимметричные фазы

$$\Gamma_1(M_x^0, L_{ay}^0) \text{ и } \Gamma_2(M_y^0, L_{ax}^0)$$

Согласно таблице, в ромбическом случае возможны, в частности, фазы $\Gamma_1(M_x^0, L_{ay}^0)$ и $\Gamma_2(M_y^0, L_{ax}^0)$, представляющие собой слабонеколлинеарные структуры: АФ с $L_\perp^0 \approx 4M_0$ и примесью слабого ферромагнетизма $M_\perp^0 \ll L_\perp^0$ или ФМ с $M_\perp^0 \approx 4M_0$ и примесью слабого антиферромагнетизма $L_\perp^0 \ll M_\perp^0$ ([9], рис. 6.21). При учете оси 4_{2z} эти две фазы становятся идентичными (по энергии) и могут объединяться в одну смешанную фазу $\Gamma_1 + \Gamma_2$ с магнитной группой $\bar{1}2'_z$ (состоящей из элементов, общих для фаз Γ_1 и Γ_2). Кстати, неколлинеарность обусловлена релятивистским слагаемым с коэффициентом p в (8).

Указанные ЦС фазы могут иметь как квази-ФМ и квази-АФ моды, так и АМГ моды, но в настоящей статье мы их не рассматриваем.

4.2. Центроантисимметричные фазы

$$\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0) \text{ и } \Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$$

Дело в том, что интересующие нас ЛП триуртилы, каковыми являются Cr_2TeO_6 ($T_N = 105$ К), Cr_2WO_6 ($T_N = 69$ К) и V_2WO_6 ($T_N = 370$ К), относятся к ЦАС структурам с векторами \mathbf{L}_b^0 и \mathbf{L}_c^0 в основном состоянии. Им соответствуют АФ фазы $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ и $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$. В тетрагональном кристалле эти фазы энергетически равноправны, так что они могут объединяться в одну фазу $\Gamma_4 + \Gamma_5$ с магнитной группой $\bar{1}'2'_z$.

К сожалению, эксперимент пока не дает информацию об ориентации \mathbf{L}_b^0 и \mathbf{L}_c^0 в плоскости базиса (см. обсуждение в [9], разд. 7.2). Этой объединенной фазе $\Gamma_4 + \Gamma_5$ соответствует спин-волновое представление квази-АФ типа:

$$\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cx}, L_{az}, M_z. \quad (37)$$

Однако исследование термодинамического потенциала Φ (8) для указанной тетрагональной фазы $\Gamma_4 + \Gamma_5$, в которой, вообще говоря, следует добавить биквадратичные анизотропные слагаемые типа $L_{bx}^2 L_{by}^2$ и т.д., показывает (по крайней мере для равномоульной модели), что минимуму Φ соответствуют те же фазы $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ или $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$, как и в ромбическом случае, а также диагональные фазы с $\mathbf{L}_b^0 \parallel [110]$, $\mathbf{L}_c^0 = 0$ или $\mathbf{L}_c^0 \parallel [110]$, $\mathbf{L}_b^0 = 0$. Для первых двух таблица дает по 4 моды:

– в фазе $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ это будет АМГ мода $\Gamma_{46}(\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy}, L_{az})$ и квази-АФ моды $\Gamma_{35}(M_z, L_{by}, L_{cx})$, $\Gamma_{18}(M_x, L_{ay}, L_{cz})$ и $\Gamma_{27}(M_y, L_{ax}, L_{bz})$,

– в фазе $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$ – аналогичные моды $\Gamma_{56}(\Delta L_{by}, \Delta L_{cx}, L_{az})$, $\Gamma_{34}(M_z, L_{bx}, L_{cy})$, $\Gamma_{17}(M_x, L_{ay}, L_{bz})$, $\Gamma_{28}(M_y, L_{ax}, L_{cz})$. Сказанное можно проверить из требования инвариантности уравнений движения относительно магнитных групп $\bar{1}'2'_x 2'_z$ и $\bar{1}'2'_x 2'_z$ для Γ_4 и Γ_5 соответственно. Рассмотрим только АМГ моды.

Отметим, что фазы $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ и $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$, а также соответствующие им моды в симметричном плане эквивалентны: одни получаются из других с помощью оси 4_{2z} . Поэтому достаточно провести расчеты лишь для одной из фаз, пусть это будет фаза $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$ с АМГ модой $\Gamma_{56}(\Delta L_{by}, \Delta L_{cx}, L_{az})$.

Здесь могут иметь место два случая: а) основным базисным вектором является \mathbf{L}_b^0 и б) основным будет вектор \mathbf{L}_c^0 . Случай а) соответствует Cr_2TeO_6 , а случай б) – Cr_2WO_6 и V_2WO_6 (см. табл. 7.1 в [9]).

Пусть $\mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{Y}$ ($L_{by}^0 \approx 4M_0$). Тогда из требования минимума Φ_{mag} (8) для рассматриваемого основного состояния (с учетом $A_b < 0$, $A_a > 0$ и $A_c > 0$) находим

$$\frac{L_{cx}^0}{L_{by}^0} \cong -\frac{r}{A_c - A_b} \ll 1. \quad (38)$$

В данном случае уравнения ЛЛ (12) сводятся к системе

$$\begin{aligned} \dot{L}_{cx} &= \gamma L_{by}^0 [\tilde{A}_a L_{az} - f_1 E_x], \\ \dot{L}_{az} &= -\gamma L_{by}^0 \tilde{A}_c \Delta L_{cx}, \end{aligned} \quad (39)$$

где $\tilde{A}_a = A_a - A_b$, $\tilde{A}_c = A_c - A_b$. Из неколлинеарности основного состояния (примесь вектора L_{cx}^0) и условий (11) следует, что здесь отлична от нуля и параллельная \mathbf{L}_b^0 колебательная компонента

$$\Delta L_{by} = -\frac{L_{cx}^0}{L_{by}^0} \Delta L_{cx}. \quad (40)$$

Однако из-за релятивистской малости отношения (38) она мала.

Соответствующие уравнения для фазы $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ получаются из уравнений (39) применением к последним операции 4_{2z} , действие которой представлено в таблице. Отметим, что речь идет именно об операции кристаллохимической пространственной группы, переводящей одну фазу в другую.

В конечном итоге результат следующий:

$$\begin{aligned} &\text{при } \mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{Y} && \text{при } \mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{X}: \\ \Delta L_{cx} &= \frac{i\omega\omega_0 f_1}{\omega_{Lb}^2 - \omega^2} E_x, && \Delta L_{cy} = -\frac{i\omega\omega_0 f_1}{\omega_{Lb}^2 - \omega^2} E_y, \\ L_{az} &= \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_c f_1}{\omega_{Lb}^2 - \omega^2} E_x, && L_{az} = \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_c f_1}{\omega_{Lb}^2 - \omega^2} E_y; \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} &\text{при } \mathbf{L}_c^0 \parallel \mathbf{Y} && \text{при } \mathbf{L}_c^0 \parallel \mathbf{X} \\ \Delta L_{bx} &= \frac{i\omega\omega_0 f_2}{\omega_{Lc}^2 - \omega^2} E_y, && \Delta L_{by} = -\frac{i\omega\omega_0 f_2}{\omega_{Lc}^2 - \omega^2} E_x, \\ L_{az} &= \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_b f_2}{\omega_{Lc}^2 - \omega^2} E_y, && L_{az} = \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_b f_2}{\omega_{Lc}^2 - \omega^2} E_x. \end{aligned} \quad (42)$$

Здесь верхние пары формул (41) соответствуют случаю, когда основным базисным вектором является \mathbf{L}_b^0 для обеих фаз: $\mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{Y}$ (слева) и $\mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{X}$ (справа). Приведены также формулы для случая, когда \mathbf{L}_c^0 – основной базисный вектор также для обеих фаз ($\mathbf{L}_c^0 \parallel \mathbf{Y}$ и $\mathbf{L}_c^0 \parallel \mathbf{X}$). Соответственно этим двум случаям частота АМГ резонанса определяется выражениями

$$\omega_{Lb}^2 = \omega_0^2 \tilde{A}_a \tilde{A}_c, \quad (43)$$

где $\tilde{A}_a = A_a - A_b$, $\tilde{A}_c = A_c - A_b$, $\omega_0 = \gamma L_b^0$, и

$$\omega_{Lc}^2 = \omega_0^2 \tilde{A}_a \tilde{A}_b, \quad (44)$$

где теперь $\tilde{A}_a = A_a - A_c$, $\tilde{A}_b = A_b - A_c$, $\omega_0 = \gamma L_c^0$. Для второго случая имеется также релятивист-

ская продольная (к \mathbf{L}_c^0) компонента, аналогичная (40). Например, для $\mathbf{L}_c^0 \parallel \mathbf{X}$ она равна

$$\Delta L_{cx} = -\frac{L_{by}^0}{L_{cx}^0} \Delta L_{by}.$$

Мы не приводим результаты, относящиеся к смешанной фазе $\Gamma_4 + \Gamma_5$, даже для наиболее интересного случая, когда \mathbf{L}_b^0 или \mathbf{L}_c^0 направлены вдоль диагонали базисного квадрата [110]. Этот интерес обусловлен, во-первых, тем, что в указанных выше ЛП трирутилах, возможно, реализуется именно такая фаза, а не рассмотренные выше. (Эксперимент, как уже упоминалось, не позволяет сделать однозначный выбор.) Кроме того, это ориентационное состояние характерно тем, что оно коллинеарное. При этом, по крайней мере в равномодульной модели, имеем ([9], разд. 7.2) только две возможности:

$$\mathbf{L}_b^0 \parallel [110], \mathbf{L}_c^0 = 0 \quad \text{или} \quad \mathbf{L}_c^0 \parallel [110], \mathbf{L}_b^0 = 0.$$

В формулах (41) и (42) (впрочем, как и в (34)) следовало бы учесть диссипацию, а затем тепловые потери Q . Однако при желании заинтересованный читатель сможет это сделать сам (например, по типу разд. 4.1).

Заключение

Остановимся на некоторых конкретных итогах работы, касающихся главным образом трирутилов.

Для ЛО АФ структуры $\Gamma_7(L_{bz}^0)$, характерной для Fe_2TeO_6 , пожалуй, наиболее интересным является существование низкочастотной (квази-АФ) моды с частотой (27) и восприимчивостью (30), возбуждаемой электрическим полем $\mathbf{E}(t)$.

Для обнаружения низкочастотных антимагнонов представляет также интерес ФМ фаза $\Gamma_3(M_z^0)$, получаемая искусственно в результате ФП типа спин-флип в достаточно сильном магнитном поле H_z . После спин-флипа в полях $H_z > H_{\text{flip}}$ частота антимагнонов (36) может быть сделана сколь угодно низкой. Восприимчивость к полю $\mathbf{E}(t)$ определяется формулами (33), (34).

В случае ЛП состояния (разд. 4.2) были рассмотрены ЦАС фазы $\Gamma_4(L_{bx}^0, L_{cy}^0)$ и $\Gamma_5(L_{by}^0, L_{cx}^0)$. Их АМГ частоты для мод $\Gamma_{46}(\Delta L_{bx}, \Delta L_{cy}, L_{az})$ и $\Gamma_{56}(\Delta L_{by}, \Delta L_{cx}, L_{az})$ находятся в обменной области. Если основным базисным вектором является \mathbf{L}_b^0 (как для Cr_2TeO_6), то частота АМГ определяется формулой (43) для $\mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{Y}$ и $\mathbf{L}_b^0 \parallel \mathbf{X}$. Когда таким вектором оказывается \mathbf{L}_c^0 (как для Cr_2WO_6 и V_2WO_6), то ему соответствует частота (44).

В трирутилах, представляющих собой весьма многочисленный класс АФ соединений, до настоящей работы был исследован главным образом статический МЭ эффект. Конечно, было бы очень желательным обнаружение в них АФЭР как эффекта динамического проявления МЭ и АФЭ взаимодействий, о которых упомянуто выше и подробно рассказано в разд. 4.

Последним замечанием авторы фактически перешли к вопросу о дальнейших исследованиях в области связанных с полем \mathbf{E} динамических явлений в магнетиках. Естественно возникает вопрос: существуют ли какие-либо явления указанной МЭ и АФЭ природы в низкочастотной области? Оказывается, существуют, причем не только те, о которых уже шла речь выше (низкочастотные электроактивные магноны). Это эффект возбуждения ЯМР электрическим полем на частоте $\omega \approx \omega_n \ll \omega_L$. На простейших примерах этот эффект уже был продемонстрирован в [12]. Желательно провести такое рассмотрение для ряда конкретных магнетиков. Сюда относятся и трирутилы, обсуждавшиеся в данной статье, основным состоянием которых является ЦАС, и даже ЦС магнетики, подобные гематиту и ортоферритам, в которых эффект возбуждения ЯМР оказывается возможным благодаря тому, что поле $\mathbf{E}(t)$ возбуждает колебания ЦАС векторов \mathbf{L} (отсутствующих в основном состоянии).

Обращаясь к разд. 3.2 и 3.3, в которых обсуждалась возможность резонанса в электрическом поле $\mathbf{E}(t)$ на квази-АФ моде с частотой вида (25), следует обратить внимание на интересную работу [16], в которой был экспериментально открыт такой резонанс в тетрагональном АФ Nd_2CuO_4 . Однако последний имеет обменно-неколлинеарную магнитную структуру (типа «прямоугольный крест»), которую здесь не рассматривали.

В работе [12] сформулированы полтора десятка задач и тем для дальнейших исследований, связанных не только с антимагнонами, но и другими проявлениями МЭ и АФЭ взаимодействий. Впрочем, главное слово теперь за экспериментаторами: экспериментальное открытие эффектов, рассмотренных в [1–5] и в настоящей работе, играет принципиально важную роль. В частности, настоящая работа является решением именно одной из таких задач. Пожалуй, дополнительно следует упомянуть лишь пару сравнительно больших тем из указанного в [12] списка: во-первых, это поверхностные АМГ волны и способы их возбуждения (сюда можно отнести и поверхностный

ЯМР); во-вторых, связанные АМГ электромагнитные волны и АМГ упругие волны.

Наконец, несколько слов об интенсивности АМГ резонанса (соответствующих восприимчивостей) по сравнению, например, с обычным АФМР. На одной и той же частоте их сравнительная величина определяется статическими намагниченностями, вызванными электрическим полем $M_E = \alpha E$ (МЭ эффект с восприимчивостью α) и магнитным полем $M_H = \chi_0 H$ (χ_0 — АФ восприимчивость). Их отношение

$$\frac{M_E}{M_H} = \frac{\alpha}{\chi_0} \frac{E(t)}{H(t)}$$

в какой-то мере может служить относительной характеристикой интенсивности АМГ резонанса и АФМР. Поскольку в пучностях электромагнитной волны $E(t)$ и $H(t)$ одинаковы, а α и χ_0 тоже могут быть одного порядка величины (например, $\alpha \sim \chi_0 \sim 10^{-3}$, см. [9]), то интенсивности указанных резонансов могут оказаться сравнимыми по величине.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 99-02-16268).

1. Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко, *ФНТ* **14**, 656 (1988).
2. В. Н. Криворучко, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **94**, 268 (1988).
3. Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко, *ФТТ* **30**, 2069 (1988).
4. В. В. Еременко, В. Н. Криворучко, Н. М. Лавриненко, Д. А. Яблонский, *ФТТ* **30**, 3605 (1988).
5. Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко. В сб.: *Проблемы физической кинетики и физики твердого тела*, Наукова думка, Киев (1990).
6. Е. А. Туров, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 92 (2001).
7. Е. А. Туров, А. В. Колчанов. В сб.: *Магнетизм переходных металлов и сплавов*, Изд-во УрО РАН, Екатеринбург (2000).
8. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, И. Ф. Мирсаев, В. В. Николаев, *УФН* **168**, 1303 (1998).
9. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин, В. В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
10. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, в сб.: *Доклады Международного симпозиума по магнетизму EAST MAG-2001*, Екатеринбург (2001).
11. А. В. Колчанов, Е. А. Туров, в сб.: *Доклады Международного симпозиума по магнетизму EAST MAG-2001*, Екатеринбург (2001).

12. Е. А. Туров, *Спиновая динамика магнетиков с учетом магнито- и антиферроэлектрического взаимодействий. Антимагноны. ЯМР в электрическом поле*, ИФМ УрО РАН (2001).
13. И. Ф. Мирсаев, Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **121**, 419 (2002).
14. Ю. А. Изюмов, Н. А. Черноплеков, *Нейтронная спектроскопия, сер. Нейтроны и твердые тела*, Р. П. Озерова (ред.), Энергоатомиздат, Москва (1983), т. 3, с. 101.
15. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **76**, 1381 (1979).
16. А. С. Смирнов, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, *ЖЭТФ* **100**, 1690 (1991).

The purely antiferromagnetic spin waves (antimagnons) in the tetragonal magnetically ordered materials and the methods of their excitation

E. A. Turov and I. F. Mirsaev

The purely antiferromagnetic oscillations (antimagnons) in the tetragonal magnetically ordered materials (magnetics) with the crystallochemical structure of the trirutiles (Fe_2TeO_6 etc.) are studied theoretically. Such oscillations were observed even in the 1988-ies in the Ukraine. However then only the cases of antiferromagnetic (AF) nontetragonal structures were considered. The authors of this paper analyze along with the AF phase, the ferromagnetic (FM) phase in the same system of the four magnetic sublattices as well. The methods of exciting antimagnons, which are the fourth sort of spin waves (in addition to ferromagnons, quasi-ferromagnons, and quasi-antiferromagnons) are investigated. Irrespective of the methods of their excitation (electrical, magnetic fields or hypersound), the antimagnons are defined as spin waves, for which the oscillations the summary local ferromagnetic vector $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ is not involved in the oscillations and only the AF vector (or vectors) $\mathbf{L}(\mathbf{r})$ are oscillating. Not only eigenfrequencies, but the corresponding susceptibilities are calculated. This paper was preceded by a vast review where the problem was considered on the whole. In most cases the effects considered are due to the dynamical manifestation of magnetoelectrical and antiferroelectrical interactions that exist even in the magnetic materials, in which the statistic magnetoelectrical effect is non observable.