

АНТИМАГНОНЫ В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ

И. Ф. Мирсаев, Е. А. Туров*

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

Поступила в редакцию 10 августа 2001 г.

Рассматриваются чисто антиферромагнитные собственные колебания магнитных ионов в тетрагональном ферримагнетике. Магнитные ионы занимают две двукратные позиции (четыре магнитных подрешетки) таким образом, что центр симметрии для каждой позиции не является закрытым элементом. В колебаниях не участвует вектор суммарной намагниченности, поэтому они не возбуждаются магнитным полем, но могут возбуждаться переменным электрическим полем или при дополнительном наложении постоянного электрического поля также магнитным полем определенной частоты. Это есть динамическое проявление магнитоэлектрического взаимодействия. Такие колебания представляют собой новый, особый тип спиновых волн (магнонов) и были названы антимагнонами. Найдены собственные частоты антимагнонов и соответствующие восприимчивости. Проведены необходимые количественные оценки в применении в ферримагнитной фазе Mn_2Sb как для легкоосного, так и для легкоплоскостного ориентационных состояний.

PACS: 75.50.Gg, 75.30.Ds

1. ЧТО ТАКОЕ АНТИМАГНОНЫ?

До недавних пор были хорошо известны и широко исследовались три типа спиновых волн в магнитоупорядоченных веществах (магнетиках):

- 1) чисто ферромагнитная мода, в которой колебательными переменными являются две компоненты вектора полной локальной намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$;
- 2) квазиферромагнитная мода, в которой в колебаниях участвуют, кроме двух компонент \mathbf{M} , также компоненты вектора (или векторов) антиферромагнетизма \mathbf{L} ;
- 3) квазиантиферромагнитная мода, в которой наряду с колебаниями векторов \mathbf{L} имеются одномерные колебания (одна компонента) вектора \mathbf{M} .

Удивительным является тот факт, что до последнего времени не обращали внимания на возможность существования еще одного, четвертого типа спиновых волн [1–4] (см., однако, Приложение). Имеются в виду чисто антиферромагнитные колебания без участия в них вектора \mathbf{M} , вследствие чего магнитное поле соответствующей частоты их не воз-

буждает¹⁾. Зато при определенной кристаллографической и магнитной структуре магнетика, допускающей существование магнитоэлектрического взаимодействия, они могут возбуждаться переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$. В работе [1] предсказывается, что такие чисто антиферромагнитные колебания могут, в частности, существовать в чисто ферромагнитной двухподрешеточной фазе (магнитной структуре). При этом основное внимание уделяется именно проблеме симметрии в данном явлении.

Итак, чисто антиферромагнитные колебания в чисто ферромагнитной фазе — с первого взгляда, весьма парадоксальная ситуация.

Для того чтобы как-то выделить такие необычные чисто антиферромагнитные спиновые волны, возбуждаемые электрическим полем, среди других

1) Ради справедливости следует указать, что в книге Гуревича и Мелкова [5] при расчете ими частоты антиферромагнитного резонанса было найдено, что в двухподрешеточной модели антиферромагнетика в сильном постоянном магнитном поле, достаточном для «спин-флипа» (схлопывания) намагниченностей подрешеток, возникает решение, соответствующее моде, которая не может возбуждаться магнитным полем. При этом не приводилось каких-либо данных ни о симметрии кристаллохимической и магнитной, при которой это может иметь место, ни о возможных способах ее возбуждения.

*E-mail: turov@imp.uran.ru

перечисленных выше типов спиновых волн, автор [1] предложил дать им специальное название «антимагнонные волны», а соответствующим квазичастицам — «антимагноны».

Немного позднее Туров и Колчанов на международном симпозиуме EASTMAG-2001 в Екатеринбурге в своих докладах [2, 3] рассмотрели антимагноны в магнетике с четырьмя магнитными подрешетками (позиция $4c$ группы D_{2h}^{16}), как для коллинеарной чисто ферромагнитной фазы, так и для слабо неколлинеарных магнитных структур (со слабым ферромагнетизмом или без него). При этом было показано также, что антимагноны можно возбуждать и магнитным полем $\mathbf{H}(t)$, если одновременно приложено постоянное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 = \text{const}$. Были вычислены и соответствующие тензоры антимагнон-электрической ($\hat{\beta}$) и антимагнон-магнитной ($\hat{\delta}$) восприимчивостей, а также связанные с ними тепловые потери. Это функции линейного отклика вектора (или векторов) \mathbf{L} на электрическое или магнитное поле заданной частоты. Для одного из простых случаев (двухподрешеточного ферромагнетика) была учтена пространственная дисперсия — зависимость собственной частоты антимагнона от волнового вектора \mathbf{k} [2].

В [1–4] получены следующие основные результаты.

1) Частота антимагнонов $\omega(k)$, как правило, находится в оптическом (обменном) диапазоне волн. Указаны ситуации, когда эта частота может быть достаточно низкой (например, в области СВЧ). Это квазидвумерная система со слабым обменным взаимодействием между подрешетками — атомными слоями.

2) Важнейшим признаком при отборе магнетиков, в которых имеются антимагноны, является принадлежность магнитных ионов (атомов) к позиции кратных точек, для которой имеется центр симметрии, не являющийся закрытым элементом симметрии. Он должен переставлять магнитные ионы (а следовательно, и магнитные подрешетки) друг с другом.

3) Введенные для описания возбуждения антимагнонов новые восприимчивости — антимагнон-электрическая и антимагнон-магнитная, — обусловленные магнитоэлектрическим взаимодействием, отличаются по собственной симметрии как друг от друга, так и от известных ранее восприимчивостей — электрической, магнитной и магнитоэлектрической. Заметим, что такое динамическое проявление магнитоэлектрического взаимодействия может иметь место и в фазе, в кото-

рой отсутствует статический магнитоэлектрический эффект.

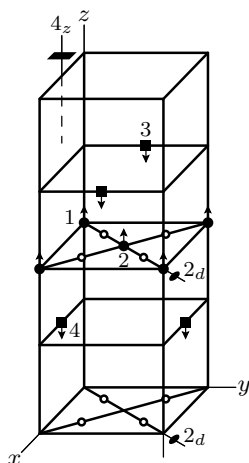
В работах [1–3] рассматривались не какие-либо конкретные магнетики с антимагнонами, а на простейших примерах исследовалась возможность их существования и некоторые связанные с ними явления. При этом рассматривались лишь фазы (магнитные структуры), в которых все магнитные ионы относились к одной и той же позиции кратных точек.

Основная цель настоящей работы состоит в теоретическом предсказании существования и рассмотрении особенностей антимагнонов для реального ферримагнетика (известного по исследованиям других свойств), в котором магнитные ионы занимают две различные позиции, не связанные каким-либо преобразованием симметрии. Наиболее подходящим для наших исследований мог бы стать железо-иттриевый гранат. В нем ионы железа занимают именно две позиции, a и d , причем одна из них (d) удовлетворяет указанному выше признаку 2), необходимому для существования антимагнонов. Однако магнитная структура железо-иттриевого граната, состоящая из 20 магнитных подрешеток [6], оказывается весьма сложной для первого исследования антимагнонов в ферримагнетиках. Поэтому для начала мы выбираем ферримагнетик с более простой кристаллической и магнитной структурой — ферримагнитное соединение с тетрагональной решеткой Mn_2Sb . То, что решетка является тетрагональной, представляется важным, поскольку в [1–4] речь шла в основном лишь о кристаллах ромбической симметрии. Хотелось бы знать, что изменится с переходом к одноосным сингониям, т. е. к кристаллам, обладающим одной высшей осью симметрии третьего, четвертого или шестого порядка.

К сожалению, у соединения Mn_2Sb имеется и один «недостаток». Оно обладает металлической проводимостью, что, конечно, затрудняет возбуждение антимагнонов электрическим полем. Этот вопрос будет рассмотрен в последнем разделе статьи.

2. КРИСТАЛЛОХИМИЧЕСКАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРЫ

В интерметаллическом соединении Mn_2Sb (точка Кюри $T_c = 550$ К) элементарная ячейка содержит две пары магнитных ионов Mn, занимающих соответственно позиции a (MnI) и c (MnII) (см. рисунки). Характерно, что в пределах каждой пары ионы связаны центром симметрии [7, 8], т. е. признак



Элементарная ячейка Mn_2Sb . Показаны только положения магнитных ионов: MnI (черные кружочки) и $MnII$ (квадратики). Изображена магнитная структура легкоосного типа. В тексте рассматривается также легкоплоскостное состояние, когда магнитные моменты $M_a \downarrow \uparrow M_c \parallel H \parallel y$. Светлые кружочки — центры симметрии. Показано положение поворотных осей: $4 \parallel z$ и $2_d \parallel [110]$

2) выполняется для обеих пар. На примере Mn_2Sb и рассматриваются ниже антимагноны в ферримагнетике.

Тетрагональный ферримагнетик Mn_2Sb обладает решеткой, симметрия которой описывается группой $P4/nmm(D_{4h}^7)$. Нейтронографические исследования показали [7], что обменная магнитная структура этого соединения состоит из плоскостей (001), включающих атомы MnI или $MnII$, относящиеся к различным позициям и потому обладающие различными магнитными моментами.

Как видно из рисунка, атомы позиции a $1(0,0,1/2)$, $2(1/2,1/2,1/2)$, а также позиции c $3(0,1/2,1/2+z)$, $4(1/2,0,1/2-z)$ действительно в пределах каждой из них связаны друг с другом центром симметрии $\bar{1}$. При температурах между 240 К и $T_c = 550$ К атомные магнитные моменты Mn_2Sb параллельны кристаллографической оси c (ось легкой намагничивания), а в интервале температур $0\text{ К} < T < 240\text{ К}$ эти моменты перпендикулярны оси c (легкая плоскость) [7].

Обратим внимание, что в обменной магнитной структуре можно выделить, согласно рисунку, группу, состоящую из трех слоев $MnII-MnI-MnII$ (четыре атома на элементарную ячейку), повторяющуюся через период вдоль оси z . В пределах каждой такой группы суммарный магнитный момент отличен от

нуля, поскольку моменты MnI (позиция a) и $MnII$ (позиция c) различны и составляют соответственно $(2.13 \pm 0.20)\mu_B$ и $(3.87 \pm 0.40)\mu_B$. Магнитные моменты слоев MnI и $MnII$ упорядочены друг относительно друга антипараллельно как в легкоосном, так и легкоплоскостном состояниях, что и должно быть характерным для ферримагнетика. Будем последовательно рассматривать оба указанных ориентационных состояния.

Четырехподрешеточную обменную магнитную структуру Mn_2Sb с намагниченностями M_n ($n = 1, 2, 3, 4$) удобно рассматривать как совокупность двухподрешеточных подсистем a и c с базисными векторами ферромагнетизма M_ξ и антиферромагнетизма L_ξ ($\xi = a, c$):

$$\begin{aligned} M_a &= M_1 + M_2, & L_a &= M_1 - M_2, \\ M_c &= M_3 + M_4, & L_c &= M_3 - M_4. \end{aligned} \tag{1}$$

На рисунке показаны также независимые элементы кристаллографической симметрии — центр симметрии $\bar{1}$, ось симметрии четвертого порядка параллельная z и диагональная бинарная ось симметрии $2_d \parallel [110]$, которые могут быть приняты за генераторы группы $P4/nmm$. В терминах этих элементов симметрии тип каждой из позиций можно закодировать, указав, как они переставляют ионы: сами в себя ($1 \leftrightarrow 1, 2 \leftrightarrow 2$ и $3 \leftrightarrow 3, 4 \leftrightarrow 4$) или один с другим ($1 \leftrightarrow 2$ и $3 \leftrightarrow 4$). Соответственно, элемент симметрии снабжается индексом «+» или «-» (в скобках). Из рисунка нетрудно видеть, что рассматриваемым позициям соответствуют коды

$$\begin{aligned} (a) & \quad \bar{1}(-)4_z(-)2_d(+), \\ (c) & \quad \bar{1}(-)4_z(+)2_d(-). \end{aligned} \tag{2}$$

Отметим, что если вместо оси 2_d использовать бинарную ось $2_x = 2_d \cdot 4_z$, то для обеих позиций оказывается $2_x \equiv 2_x(-)$, а коды a и c будут различаться только знаком у оси 4_z («-» или «+»)². Здесь имеются в виду лишь перестановочные свойства элементов симметрии по отношению к рассматриваемой позиции независимо от обменной магнитной структуры (ферро-, ферри- или антиферромагнитной). В соответствии со сказанным выше, для существования

² Обозначения в (2) для элементов симметрии $g = g(+)$ или $g = g(-)$ взяты из теории антиферромагнетизма [4], где элемент $g(+)$ переставляет местами магнитные моменты, относящиеся к одной и той же магнитной подрешетке (или к подрешеткам с параллельными намагниченностями), а $g(-)$ — магнитные моменты, относящиеся к подрешеткам с противоположными намагниченностями. Там соответствующая антиферромагнитная структура называется четной, $g(+)$, или нечетной, $g(-)$. Ниже $g(+)$ мы будем называть закрытым элементом, а $g(-)$ — открытым.

антимагнонов, возбуждаемых электрическим полем, необходимо, чтобы $\bar{\Gamma} \equiv \bar{\Gamma}(-)$, что в данном случае (2) имеет место для обеих позиций.

3. ТАБЛИЦА ПРЕОБРАЗОВАНИЙ И СПИН-ВОЛНОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Расчет собственных частот колебаний значительно упрощается, если для рассматриваемого основного состояния («фазы») заранее известно, как подразделяются динамические («колебательные») переменные по так называемым спин-волновым представлениям для этой фазы [4, 9–11].

В данном случае это можно сделать следующим образом. Сначала находим спин-волновые представления для ромбической группы $Pm\bar{3}n$, являющейся подгруппой истинной, тетрагональной $P4/nmm$, поскольку $4_z^2 = 2_z = 2_x \cdot 2_y$ (что позволяет сделать то обстоятельство, что $2_z \equiv 2_z(+)$ как и $4_z^2(\pm)$ для обеих позиций). С этой целью используем часть приводимой ниже таблицы преобразований для компонент M_i, L_i ($i = x, y, z$) под действием генераторов указанной подгруппы $\bar{\Gamma}(-)2_x(-)2_y(-)$, одинаковых для обеих позиций, a и c (левая верхняя часть общей таблицы). В правой части таблицы дополнительно указано, как преобразуются функции, представленные во второй колонке, под действием элемента 4_z соответственно для позиции a , $4_z(-)$, и c , $4_z(+)$. Тем самым учитывается тот факт, что два одномерных представления Γ_1 и Γ_2 (или Γ_4 и Γ_5) фактически должны быть заменены на одно двумерное $\Gamma_{12}(M_x, M_y)$ (или $\Gamma_{45}(L_x, L_y)$), поскольку функции $M_{\xi x}$ с $M_{\xi y}$ и $L_{\xi x}$ с $L_{\xi y}$ ($\xi = a, c$) при этом перепутываются. Обратим внимание, что инварианты к ромбической группе $Pm\bar{3}n$ могут быть теперь уточнены, если потребовать их дополнительной инвариантности к элементам $4_z(-)$ или $4_z(+)$.

3.1. Фаза $\Gamma_3(M_{\xi z})$ с $\mathbf{M}_a \downarrow \uparrow \mathbf{M}_c \parallel \mathbf{H} \parallel z$

Начнем рассмотрение спин-волновых представлений с легкоосной фазы с $\mathbf{M}_a \downarrow \uparrow \mathbf{M}_c \parallel \mathbf{H} \parallel z$, для которой в основном состоянии $\mathbf{M}_1 \downarrow \downarrow \mathbf{M}_2 \downarrow \uparrow \mathbf{M}_3 \uparrow \uparrow \mathbf{M}_4 \parallel z$. В терминах группы $Pm\bar{3}n$, согласно таблице, для обеих позиций имеют место одинаковые спин-волновые представления (об алгоритме см. [4, 9])

$$\Gamma_{12}(\Delta M_{\xi x}, \Delta M_{\xi y}) \quad (3)$$

и

$$\Gamma_{45}(\Delta L_{\xi x}, \Delta L_{\xi y}). \quad (4)$$

(Значок Δ перед M и L означает, что мы имеем дело с колебательными переменными, хотя в данном случае $\Delta M_i \equiv M_i$, $\Delta L_i \equiv L_i$, $i = x, y$.) Они определяют независимые моды и после учета элементов $4_z(\pm)$, поскольку нет элементов симметрии, перепутывающих M_{ξ} с L_{ξ} (согласно таблице они изменяются различно под действием инверсии $\bar{\Gamma}$: $\bar{\Gamma}\mathbf{M} = \mathbf{M}$, $\bar{\Gamma}\mathbf{L} = -\mathbf{L}$). Отметим, что произведения $M_{ai}M_{ci}$ и $L_{ai}L_{ci}$, $i = x, y$, будучи самостоятельными инвариантами к ромбической группе $Pm\bar{3}n$ (сомножители преобразуются одинаково), при переходе к тетрагональной симметрии $P4/nmm$ объединяются, причем различным образом. Это будут соответственно

$$I_1 = M_{ax}M_{cx} + M_{ay}M_{cy}$$

и

$$I_2 = L_{ax}L_{cx} - L_{ay}L_{cy}.$$

Указанное различие связано с неодинаковой четностью элементов $4_z(-)$ и $4_z(+)$. С этим же обстоятельством связано наличие обменного инварианта $\mathbf{M}_a \cdot \mathbf{M}_c$ и отсутствие инварианта $\mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_c$. Заметим, что именно инварианты вида I_1 и I_2 связывают колебания магнитных моментов в позициях a и c .

В таблице приведены также правила преобразований для других необходимых нам переменных: векторов магнитного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей. Таблица содержит всю «симметричную» информацию, необходимую для дальнейшего рассмотрения интересующих нас вопросов.

К сказанному следует добавить, что спин-волновые представления (3) соответствуют ферромагномам (в число колебательных переменных входят только компоненты векторов \mathbf{M}_a и \mathbf{M}_c), а (4) — антимагнонам (в колебаниях принимают участие только векторы \mathbf{L}_a и \mathbf{L}_c).

3.2. Легкоплоскостная фаза $\Gamma_2(M_{\xi y})$ с

$$\mathbf{M}_a \downarrow \uparrow \mathbf{M}_c \parallel \mathbf{H} \parallel y$$

Поскольку анизотропию в плоскости базиса xu мы не будем учитывать, то, направив, например, поле $\mathbf{H} \parallel y$ имеем, что суммарная намагниченность $\mathbf{M} = \mathbf{M}_a + \mathbf{M}_c$, как и большая полная намагниченность позиции c $|\mathbf{M}_c| > |\mathbf{M}_a|$, будут направлены вдоль \mathbf{H} , так что

$$\mathbf{M} \uparrow \uparrow \mathbf{M}_c \uparrow \uparrow \mathbf{H} \parallel y \uparrow \downarrow \mathbf{M}_a. \quad (5)$$

При этом в терминах группы $Pm\bar{3}n$ из таблицы находим для этой фазы спин-волновые представления

$$\Gamma_{13}(\Delta M_{\xi x}, \Delta M_{\xi z}), \quad \Gamma_{46}(\Delta L_{\xi x}, \Delta L_{\xi z}). \quad (6)$$

Правила преобразований векторов \mathbf{M} , \mathbf{L} , \mathbf{H} , \mathbf{E}

Γ_i	\mathbf{H}, \mathbf{E} \mathbf{M}, \mathbf{L}	$\bar{\Gamma}(-)$	$2_x(-)$	$2_y(-)$	$4_z(-)$	$4_z(+)$
Γ_1	M_x, H_x	+1	+1	-1	M_y, H_y	
Γ_2	M_y, H_y	+1	-1	+1	$-M_x, -H_x$	
Γ_3	M_z, H_z	+1	-1	-1	M_z, H_z	
Γ_4	L_x, E_y	-1	-1	+1	$-L_y, -E_x$	$L_y, -E_x$
Γ_5	L_y, E_x	-1	+1	-1	L_x, E_y	$-L_x, E_y$
Γ_6	L_z	-1	+1	+1	$-L_z$	L_z
	E_z	-1	-1	-1	E_z	

Примечание. Слева от вертикальной двойной линии — преобразования для группы $P4/nmm$ (подгруппы $P4/nmm$), +1 и -1 означают соответственно неизменность или изменение знака функции под действием соответствующего элемента симметрии; справа от двойной линии — правила преобразования под действием элементов $4_z(\mp)$, дополняющих $P4/nmm$ до $P4/nmm$.

Между собой они не перепутываются и после учета $4_z(\pm)$ в силу различных трансформационных свойств векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} .

4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ. ЛЕГКООСНАЯ ФАЗА

В дальнейшем будем рассматривать равномо-
дальную модель, в которой

$$|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = \frac{M_{a0}}{2}, \quad |\mathbf{M}_3| = |\mathbf{M}_4| = \frac{M_{c0}}{2},$$

поэтому

$$\mathbf{M}_\xi^2 + \mathbf{L}_\xi^2 = M_{\xi 0}^2, \quad \mathbf{M}_\xi \cdot \mathbf{L}_\xi = 0, \quad \xi = a, c. \quad (7)$$

Полагая, что в основном состоянии $\mathbf{M}_{a0} \downarrow \mathbf{M}_{c0} \parallel \mathbf{H} \parallel z$, где \mathbf{H} — постоянное магнитное поле, плотность термодинамического потенциала, записанная в однородном обменном билинейном приближении с учетом правил преобразования базисных векторов \mathbf{M}_ξ и \mathbf{L}_ξ (см. таблицу), имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{1}{2} (A_a \mathbf{L}_a^2 + A_c \mathbf{L}_c^2) + B \mathbf{M}_a \cdot \mathbf{M}_c - M_z H_z - \\ & - \frac{D_a}{M_0} M_z (E_x L_{ax} - E_y L_{ay}) - \\ & - \frac{D_c}{M_0} M_z (E_x L_{cx} + E_y L_{cy}). \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь $A_a > 0$, $A_c > 0$ — константы обменного взаимодействия для ионов в позициях a и c , а $B > 0$ — константа обмена между ними. В (8), вообще говоря, следует также учитывать обменные слагаемые вида \mathbf{M}_a^2 и \mathbf{M}_c^2 , однако это приводит лишь к перенормировке констант A_a и A_c в силу первого из условий (7). Кроме обмена, выражение (8) для потенциала Φ включает еще зеемановскую энергию в поле $\mathbf{H} \parallel z$, а также магнитоэлектрическое взаимодействие (слагаемые с коэффициентами D_a и D_c).

По поводу последних слагаемых необходимо сделать важное замечание. Вместо \mathbf{M}_a и \mathbf{M}_c (z -компоненты) в них используется суммарная намагниченность $M_z = M_{az} + M_{cz}$. (В основном состоянии с $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 \parallel z$ отношение $M_z/M_0 = 1$, и оно записывается лишь с той целью, чтобы можно было проверить инвариантность слагаемых.) Легко понять, что в выражение для Φ (8) следовало бы включить аналогичные слагаемые с полной z -проекцией антиферромагнитного вектора $\mathbf{L} = \mathbf{M}_c - \mathbf{M}_a$ (который имеет ту же симметрию, что и \mathbf{M} , \mathbf{M}_a , \mathbf{M}_c , поскольку отсутствуют операции симметрии, связывающие ионы позиций a и c). Подчеркнем, что здесь речь идет именно о полном антиферромагнитном векторе \mathbf{L} , а не о соответствующих векторах отдельных позиций a и c . Мы оставили только слагаемые с полной проекцией M_z , во-первых, потому что $\mathbf{L} \parallel \mathbf{M}$ вплоть до больших полей H_z , определяемых константой межпозиционного обмена B , и, во-вторых, именно через

намагниченность \mathbf{M} магнитное поле \mathbf{H} действует на всю ферромагнитную структуру (см., например, [5], § 3.3) В указанных условиях фактически можно считать, что слагаемые с \mathbf{L} просто включены в соответствующие магнитоэлектрические слагаемые с \mathbf{M} . Строго говоря, коэффициенты в двух последних слагаемых следовало бы написать в виде

$$\begin{aligned} d_{a1}M_{az}^0 + d_{a2}M_{cz}^0 & \text{ или } D_a^M M_{0z} + D_a^L L_{0z}, \\ d_{c1}M_{az}^0 + d_{c2}M_{cz}^0 & \text{ или } D_c^M M_{0z} + D_c^L L_{0z}. \end{aligned} \quad (9)$$

Из условий равномодульности (7) следует, что продольные компоненты $M_{\xi z}$ ($\xi = a, c$) являются квадратичными функциями поперечных компонент векторов \mathbf{M}_ξ и \mathbf{L}_ξ . А именно,

$$M_{\xi z} \approx M_{\xi z}^0 - \frac{1}{2M_{\xi 0}} (M_{\xi x}^2 + M_{\xi y}^2 + L_{\xi x}^2 + L_{\xi y}^2), \quad (10)$$

$$\xi = a, c,$$

где $M_{az}^0 = -M_{a0}$, $M_{cz}^0 = M_{c0}$ (см. рисунок). Из соотношений (10) видно, что возбуждение антимагнонов (даже, например, за счет теплового движения), как и возбуждение обычных магнонов, приводит к уменьшению намагниченности (продольной) для одной позиции (M_{c0}) и увеличению намагниченности для другой позиции (M_{a0}). Соответственно изменяется и полная намагниченность M_0 . Учитывая эти соотношения, выделим в термодинамическом потенциале (8) квадратичную по однородным колебаниям $L_{\xi x}$ и $L_{\xi y}$ часть, соответствующую антимагнонным модам:

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \frac{1}{2}\tilde{A}_a (L_{ax}^2 + L_{ay}^2) + \frac{1}{2}\tilde{A}_c (L_{cx}^2 + L_{cy}^2) - \\ & - D_a(E_x L_{ax} - E_y L_{ay}) - D_c(E_x L_{cx} + E_y L_{cy}). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь \tilde{A}_a , \tilde{A}_c — обменные константы, еще раз перенормированные теперь уже межпозиционным обменным взаимодействием B и внешним магнитным полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel z$ ($\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}_{a0} + \mathbf{M}_{c0}$):

$$\begin{aligned} \tilde{A}_a = & A_a + \frac{BM_{c0} - H_z}{M_{a0}}, \\ \tilde{A}_c = & A_c + \frac{BM_{a0} + H_z}{M_{c0}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Квадратичные формы по $M_{\xi x}$ и $M_{\xi y}$, определяющие для каждой из позиций ξ ферромагнитные моды, отделяются от (11) (нет общих членов). Для них получаются известные результаты (см. [5]), которые далее здесь не рассматриваются.

Для нахождения частоты колебаний и амплитуды антимагнонов, возбуждаемых переменным электрическим полем

$$E_{x,y}(t) \propto \exp(-i\omega t),$$

используем уравнения Ландау–Лифшица, пригодные для равномодульного приближения [4, 9]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}}_\xi = & \gamma \left(\mathbf{M}_\xi \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}_\xi} + \mathbf{L}_\xi \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_\xi} \right), \\ \dot{\mathbf{L}}_\xi = & \gamma \left(\mathbf{M}_\xi \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{L}_\xi} + \mathbf{L}_\xi \times \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{M}_\xi} \right), \quad \xi = a, c, \end{aligned} \quad (13)$$

где γ — абсолютная величина магнитомеханического отношения. Из (13) следует, что чисто антиферромагнитная мода $\Gamma_{45}(L_{\xi x}, L_{\xi y})$ фазы $\Gamma_3(M_{\xi z})$ с $\mathbf{M}_{a0} \downarrow \uparrow \mathbf{M}_{c0} \parallel z$ описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{L}_{\xi x} + \Gamma L_{\xi x} = & -\gamma M_{\xi z}^0 \frac{\partial \Phi_2}{\partial L_{\xi y}}, \\ \dot{L}_{\xi y} + \Gamma L_{\xi y} = & \gamma M_{\xi z}^0 \frac{\partial \Phi_2}{\partial L_{\xi x}}, \quad \xi = a, c, \end{aligned} \quad (14)$$

в которых введен параметр затухания Γ простейшим образом (по Блоху [12]), причем принято $\Gamma_a = \Gamma_c$.

5. СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ И ВОСПРИИМЧИВОСТИ

Используя в уравнениях (14) выражение (11) для Φ_2 , находим

$$\begin{aligned} L_{\xi x} = & \beta_{xx}^\xi E_x + \beta_{xy}^\xi E_y, \\ L_{\xi y} = & \beta_{yx}^\xi E_x + \beta_{yy}^\xi E_y, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\hat{\beta}^\xi$ — тензоры антимагнон-электрической восприимчивости, относящиеся к позициям a и c :

$$\beta_{xx}^\xi = \frac{\omega_\xi \Omega_\xi}{\omega_\xi^2 - \tilde{\omega}^2}, \quad \beta_{xy}^\xi = -i \frac{\tilde{\omega} \Omega_\xi}{\omega_\xi^2 - \tilde{\omega}^2}, \quad \xi = a, c. \quad (16)$$

Остальные компоненты тензоров $\hat{\beta}^\xi$ определяются из соотношений

$$\beta_{xx}^a = -\beta_{yy}^a, \quad \beta_{xy}^a = \beta_{yx}^a, \quad (17)$$

$$\beta_{xx}^c = \beta_{yy}^c, \quad \beta_{xy}^c = -\beta_{yx}^c. \quad (18)$$

Различие (17) и (18) в знаках обусловлено тем, что магнитоэлектрическое взаимодействие для ионов в позициях a и c описывается в термодинамическом потенциале (8) различными инвариантами $M_z(L_{\xi x}E_x \mp L_{\xi y}E_y)$ со знаком «−» или «+» соответственно для позиций a и c .

В (16) величины

$$\omega_\xi = \gamma M_{\xi 0} \tilde{A}_\xi \quad (19)$$

определяют частоты антимагнонного резонанса, а

$$\Omega_\xi = \gamma M_{\xi 0} D_\xi \quad (20)$$

— характерные параметры размерности частоты для магнитоэлектрического взаимодействия. Здесь A_ξ заданы с помощью (12), а $\tilde{\omega} = \omega + i\Gamma$ в (16) представляет собой комплексную частоту, учитывающую диссипацию.

Таким образом, согласно (16) и (19), имеются две антимагнонные моды, своя для каждой позиции a и c .

Из (15)–(18) следует, что антимагноны эллиптически поляризованы, причем эллипсы различны для позиций a и c и близки к окружностям при $\omega \rightarrow \omega_\xi$ (не будем приводить соответствующие формулы).

Определим теперь тепловые потери $Q = Q_a + Q_c$, связанные с возбуждением антимагнонов электрическим полем

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t).$$

Поскольку множители в (11) перед E_x и E_y играют роль электрической поляризованности, то [13]

$$Q_\xi = D_\xi \left(\overline{L_{\xi x} \frac{\partial E_x}{\partial t}} \mp \overline{L_{\xi y} \frac{\partial E_y}{\partial t}} \right), \quad \xi = a, c, \quad (21)$$

где черта сверху означает усреднение по времени $t \gg 2\pi/\omega$. Здесь и далее в обозначении « \mp » знак « $-$ » относится к позиции a , « $+$ » — к позиции c . Используя в (21) соотношения (15)–(18), получаем

$$Q_\xi = -\frac{1}{2}\omega D_\xi \times \left[\beta''_{xx}\xi |E_0|^2 + i\beta'_{xy}\xi (E_{0x}E_{0y}^* - E_{0x}^*E_{0y}) \right]. \quad (22)$$

Здесь $\hat{\beta}^\xi = \hat{\beta}'^\xi + i\hat{\beta}''^\xi$, где

$$\begin{aligned} \beta'_{xy}\xi &= -\frac{\Omega_\xi \Gamma (\omega_\xi^2 + \omega^2)}{(\omega_\xi^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2}, \\ \beta''_{xx}\xi &= \frac{2\omega\omega_\xi \Omega_\xi \Gamma}{(\omega_\xi^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Далее следует рассмотреть возможность возбуждения антимагнонов переменным магнитным полем $\mathbf{H}(t)$. Последнее может иметь место, если одновременно приложить постоянное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0$ определенного направления [1–3]. В частности, такая возможность возникает благодаря инвариантам вида

$$\frac{G}{M_0} (L_x E_{0x} \mp L_y E_{0y}) H_z(t). \quad (24)$$

Заметим, что имеются еще магнитоэлектрические инварианты вида

$$(L_x H_x \mp L_y H_y) E_{0z}, \quad (25)$$

благодаря которым поле \mathbf{H} может также взаимодействовать с L_x и L_y . Но это означает, что при поле $\mathbf{E}_0 \parallel z$ существуют и инварианты вида (25) с заменой в них $H_x \rightarrow M_x$ и $H_y \rightarrow M_y$. А такие инварианты вызывают смешивание ферромагнонной (3) и антиферромагнонной (4) мод, так что на смену им приходит единая квазиферромагнитная мода (M_x, M_y, L_x, L_y). Последняя и будет возбуждаться полем $\mathbf{H}(t) \perp z$.

Инвариантами (24) следует заменить два последних слагаемых в (8). Соответствующие инварианты получаются из них подстановкой

$$M_z \rightarrow H_z(t) \propto \exp(-i\omega t), \quad D_\xi \rightarrow G_\xi,$$

$$E_x \rightarrow E_{0x}, \quad E_y \rightarrow E_{0y}.$$

При этом уравнения (14) дают теперь следующие решения:

$$L_{\xi x} = \delta_{xz}^\xi H_z, \quad L_{\xi y} = \delta_{yz}^\xi H_z. \quad (26)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \delta_{xz}^\xi &= \frac{\Omega_\xi (\omega_\xi E_{0x} - i\tilde{\omega} E_{0y})}{M_0 (\omega_\xi^2 - \tilde{\omega}^2)}, \\ \delta_{yz}^\xi &= \mp \frac{\Omega_\xi (\omega_\xi E_{0y} + i\tilde{\omega} E_{0x})}{M_0 (\omega_\xi^2 - \tilde{\omega}^2)} \end{aligned} \quad (27)$$

— компоненты тензоров антимагнон-магнитной восприимчивости, в которых параметры

$$\Omega_\xi = \gamma M_{\xi 0} G_\xi, \quad (28)$$

в отличие от (20), определяются константами G_ξ , а ω_ξ — частоты антимагнонного резонанса (19).

Обратим внимание, что тензоры β_{ij} и δ_{ij} представляют собой новый тип восприимчивостей, отличающихся по собственной симметрии как друг от друга, так и от известных ранее восприимчивостей: электрической κ_{ij} , магнитной χ_{ij} и магнитоэлектрической α_{ij} . Действительно, под действием операции пространственной ($\bar{1}$) и временной ($1'$) инверсий β_{ij} и δ_{ij} преобразуются, соответственно, как произведения $L_i E_j$ и $L_i H_j$, тогда как κ_{ij} , χ_{ij} и α_{ij} — как $P_i E_j$, $M_i H_j$ и $P_i H_j$ (\mathbf{P} — поляризованность).

Из проведенного выше рассмотрения следует, что в обменном приближении каждой позиции магнитных ионов, a и c , соответствует своя отдельная ветвь антимагнонов с различными собственными частотами.

Приведем теперь результаты аналогичных расчетов в обменном приближении (и с учетом зеемановской энергии при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel y$) для антимагнонов в

легкоплоскостной фазе $\Gamma_2(M_{\xi y}^0)$ (см. разд. 3.2). Исходная квадратичная форма по колебательным переменным $L_{\xi x}$, $L_{\xi z}$ для антимэгнетной моды

$$\Phi_2 = \frac{1}{2}\tilde{A}_a (L_{ax}^2 + L_{az}^2) + \frac{1}{2}\tilde{A}_c (L_{cx}^2 + L_{cz}^2) + D_a L_{az} E_y(t) - D_c L_{cz} E_y(t), \quad (29)$$

где \tilde{A}_ξ имеют вид (12), но с заменой H_z на H_y . Последние два слагаемых в (29) появились за счет инвариантов вида $(M_x E_x \mp M_y E_y) L_{\xi z}$ при $M_x = E_x = 0$.

Поскольку анизотропные слагаемые в (29) не учитываются, то очевидно, что частота антимэгнетного резонанса снова будет определяться формулой вида (19) с учетом указанной замены. Теперь антимэгнетно-электрические восприимчивости $\hat{\beta}(\perp)$ легкоплоскостного состояния выражаются через компоненты таковой $\hat{\beta}(\parallel)$ для легкоосной фазы. При этом

$$\begin{aligned} \beta_{xy}^\xi(\perp) &= -\beta_{xy}^\xi(\parallel), \\ \beta_{zy}^\xi(\perp) &= \mp \beta_{xx}^\xi(\parallel). \end{aligned} \quad (30)$$

Аналогичная закономерность имеет место для тензора антимэгнетно-магнитной восприимчивости, для нахождения которого вместо двух последних слагаемых в (29) следует написать выражения вида

$$\frac{G_\xi}{M_0} E_{0y} L_{\xi z} H_y(t). \quad (31)$$

Найденные в результате антимэгнетно-магнитные восприимчивости $\hat{\delta}(\perp)$ легкоплоскостной фазы выражаются через компоненты тензора $\hat{\delta}(\parallel)$ (27), определенного для легкоосного состояния при $E_{0x} = 0$ следующим образом:

$$\delta_{xy}^\xi(\perp) = -\delta_{xz}^\xi(\parallel), \quad \delta_{zy}^\xi(\perp) = \delta_{yz}^\xi(\parallel). \quad (32)$$

Заметим, что как и для случая легкоосного состояния, нельзя вместо (31) брать инварианты с $\mathbf{E}_0 \parallel z$, поскольку (при $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{M}$) рассматриваемую антимэгнетную моду Γ_{46} они связывают с квазиферромагнитной модой Γ_{13} .

6. АНИЗОТРОПИЯ, ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И СВЯЗЬ МЕЖДУ АНИМАГНЕТНЫМИ МОДАМИ ПОЗИЦИЙ a И c

Ориентационные фазовые переходы, о которых пойдет речь ниже, связаны с магнитной анизотропией. Достаточно подробно для ферритмагнетика они рассмотрены в книге [6], а конкретно для Mn_2Sb —

в работе [14]. Кроме того, анизотропия, определяющая ориентационные основные состояния и фазовый переход между ними, сказывается, конечно, и на спектре антимэгнетов. Учитывая магнитоаннизотропные релятивистские взаимодействия и их вклад в спектр, было бы непоследовательно не включать в выражение для Φ релятивистский инвариант

$$\Lambda(L_{ax}L_{cx} - L_{ay}L_{cy}). \quad (33)$$

Последний, хотя и не влияет на основное состояние, зато существенным образом может сказываться на спектре, связывая антимэгнетны позиций a и c , являющиеся независимыми в обменном приближении.

Перечислим фазовые переходы, имеющие отношение к нашей задаче об антимэгнетонах в ферритмагнетиках, в модели, которая хотя и базируется на конкретном примере Mn_2Sb , но по своим параметрам допускает достаточно широкие вариации. Имеется ввиду применимость этой модели также к другим возможным ферритмагнетикам с похожими кристаллическими и магнитными структурами.

Прежде всего упомянем ориентационный фазовый переход из легкоосного состояния в легкоплоскостное, происходящий в Mn_2Sb с понижением температуры при $T = 240$ К, в связи с температурным изменением магнитной анизотропии. В билинейном приближении анизотропный вклад в Φ , определяющий основное ориентационное состояние (где $L_\xi = 0$), равен

$$\Phi_{an}^0 = -\frac{1}{2}K_a M_{az}^2 - \frac{1}{2}K_c M_{cz}^2 + K_{ac} M_{az} M_{cz}. \quad (34)$$

Ориентационный переход из легкоосного состояния в легкоплоскостное и обратно, происходящий без нарушения антипараллельности намагниченностей \mathbf{M}_{a0} и \mathbf{M}_{c0} , связан с изменением знака следующей комбинации констант K_a , K_c , K_{ac} :

$$K = K_a M_{a0}^2 + K_c M_{c0}^2 + 2K_{ac} M_{a0} M_{c0}. \quad (35)$$

При этом $K > 0$ соответствует легкоосному, а $K < 0$ — легкоплоскостному состояниям. При $K = 0$ имеет место фазовый переход первого рода, хотя в рассматриваемом приближении (билинейная анизотропия) здесь отсутствует гистерезис. Последний появляется при учете в выражении для Φ_{an}^0 членов более высокого порядка [14]. Переход из состояния $\mathbf{M}_{a0} \downarrow \uparrow \mathbf{M}_{c0} \parallel z$ в состояние $\mathbf{M}_{a0} \downarrow \uparrow \mathbf{M}_{c0} \perp z$ может иметь место также под действием внешнего поля $\mathbf{H} \perp z$ (пусть, например, $\mathbf{H} \parallel y$). Поворот суммарной намагниченности $\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}_{a0} + \mathbf{M}_{c0}$ происходит постепенно в интервале полей

$$0 < H_y < H_A = \frac{K}{M_0}. \quad (36)$$

Это две точки фазового перехода второго рода: $H_y = 0$ (начало поворота) и $H_y = H_A$ (конец поворота).

Имеются также две точки фазового перехода (тоже второго рода), связанные с преодолением обменного взаимодействия между позициями a и c (параметр B) в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ (как в легкоосном, так и легкоплоскостном состояниях). В первой из них при

$$H \geq H_{B1} = B(M_{c0} - M_{a0}) \quad (37)$$

начинаются нарушение коллинеарности (антипараллельности) и поворот векторов \mathbf{M}_{a0} и \mathbf{M}_{c0} вдоль \mathbf{H} (так называемая угловая фаза). В точке

$$H_{B2} = B(M_{c0} + M_{a0}) \quad (38)$$

этот поворот заканчивается схлопыванием («спин-флипом»), так что при $H > H_{B2}$ образуется спин-флип фаза с $\mathbf{M}_{a0} \uparrow \uparrow \mathbf{M}_{c0} \parallel \mathbf{H}$. При учете магнитной анизотропии в правых частях (37) и (38) появляются дополнительные слагаемые H_{K1} и H_{K2} соответственно, различные для легкоосного и легкоплоскостного состояний.

Наша задача состоит в том, чтобы проследить, как изменяются антимагнонные частоты при указанных фазовых переходах и не происходит ли их смягчение в окрестности этих точек. А также какова при этом роль межпозиционного взаимодействия (33). Приведем только результаты.

В легкоосном состоянии (фаза $\Gamma_3(M_{\xi z})$) в интервале полей

$$0 \leq H_z < H_{B1} = B(M_{c0} - M_{a0}) \quad (39)$$

имеем антимагноны с частотами ω_1 и ω_2 , которые определяются выражениями

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_c^2 + \omega_a^2 + 2\omega_\Lambda^2 \pm (\omega_c + \omega_a) \sqrt{(\omega_c - \omega_a)^2 + 4\omega_\Lambda^2} \right], \quad (40)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_c &= \gamma [(A_c + K_c)M_{c0} + (B + K_{ac})M_{a0} + H_z], \\ \omega_a &= \gamma [(A_a + K_a)M_{a0} + (B + K_{ac})M_{c0} - H_z], \\ \omega_\Lambda^2 &= \gamma^2 \Lambda^2 M_{a0} M_{c0}. \end{aligned} \quad (41)$$

Аналогично, в легкоплоскостном состоянии (фаза $\Gamma_2(M_{\xi y})$) приблизительно в том же интервале полей ($H_z \rightarrow H_y$)

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_c^2 + \omega_a^2 \pm \sqrt{(\omega_c - \omega_a)^2 + \omega_\Lambda^4} \right], \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_c^2 &= \gamma^2 (A_c M_{c0} + B M_{a0} + H_y) \times \\ &\times [(A_c - K_c)M_{c0} + B M_{a0} + H_y], \\ \omega_a^2 &= \gamma^2 (A_a M_{a0} + B M_{c0} - H_y) \times \\ &\times [(A_a - K_a)M_{a0} + B M_{c0} - H_y], \\ \omega_\Lambda^4 &= \gamma^4 \Lambda^2 M_{a0} M_{c0} \times \\ &\times [(A_a - K_a)M_{a0} + B M_{c0} - H_y] \times \\ &\times [(A_c - K_c)M_{c0} + B M_{a0} + H_y]. \end{aligned} \quad (43)$$

Анализ формул (40)–(43) дает следующее.

1) Частоты связанных a – c антимагнонов ω_1 и ω_2 оказываются различными для легкоосного и легкоплоскостного состояний. Это различие обусловлено как магнитной анизотропией, так и взаимодействием (33) между позициями a и c . Относительная релятивистская малость поправок определяется отношениями K/A_ξ и $(\Lambda/A_\xi)^2$. Исключение составляет частный случай, когда имеет место равенство $\omega_a = \omega_c$, при котором второе отношение заменяется на Λ/A_ξ^3 .

2) Формулы (42), (43) для частот ω_1 и ω_2 применимы также и в том случае, когда состояние с $\mathbf{M}_0 \perp z$ получено из легкоосного состояния с помощью поля $H_y > H_A$. С уменьшением H_y из области больших полей ни одна из частот в точке фазового перехода $H_y = H_A$ не обращается в нуль, хотя при приближении к ней сверху одна из них несколько смягчается (поскольку ω_c убывает, а ω_a возрастает с уменьшением H_y), достигая возможного минимума в точке начала обратного перехода.

3) Примерно то же можно сказать о точках фазового перехода H_{B1} и H_{B2} , ограничивающих угловую фазу, как для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel z$, так и для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \perp z$. Ни в одной из них частоты $\omega_{1,2}^2$ не обращаются в нуль. По-видимому, фазовый переход в рассматриваемых точках происходит по другой моде (квазиферромагнитной моде Γ_{12} для фазы $\Gamma_3(M_{\xi z})$ или Γ_{13} для фазы $\Gamma_2(M_{\xi y})$), которая и оказывается мягкой (см., например, книгу [4], разд. 11.3).

4) С точками H_{B1} и H_{B2} связано интересное обстоятельство. Если найти антимагнонные частоты в этих точках, полагая $H = H_{B1}$ или $H = H_{B2}$, то в обменном приближении эти частоты оказываются

³⁾ Указанное равенство может в принципе выполняться благодаря тому, что $\omega_a > \omega_c$, когда $H = 0$, затем ω_a убывает, а ω_c возрастает с ростом H . При этом величина поля H , при которой ω_a и ω_c сравниваются, должна быть меньше поля (37). Иначе раньше начинается описанный выше фазовый переход вращения \mathbf{M}_{a0} и \mathbf{M}_{c0} . Оценки показывают, что сказанное вряд ли реализуется в Mn_2Sb .

в обеих точках одинаковыми. Используя сказанное, заинтересованный читатель может сам получить соответствующие выражения.

И наконец, приведем еще один нетривиальный, по нашему мнению, результат. Речь идет о поправках к антимагнот-электрической восприимчивости $\hat{\beta}$ (16), обусловленных взаимодействием (33). Опуская для простоты магнитную анизотропию, например, для легкоосной фазы $\Gamma_3(M_{\xi z})$ вместо (16) получаем

$$\begin{aligned} \beta_{xx}^a &= \frac{\omega_a \Omega_a}{\omega_a^2 - \tilde{\omega}^2} \left\{ 1 - \frac{\Lambda}{\tilde{A}_a} \frac{\Omega_c}{\Omega_a} \frac{\omega_a \omega_c + \tilde{\omega}^2}{\omega_c^2 - \tilde{\omega}^2} \right\}, \\ \beta_{xy}^a &= -i \frac{\tilde{\omega} \Omega_a}{\omega_a^2 - \tilde{\omega}^2} \left\{ 1 - \frac{\Lambda}{\tilde{A}_a} \frac{\Omega_c}{\Omega_a} \frac{\omega_a(\omega_a + \omega_c)}{\omega_c^2 - \tilde{\omega}^2} \right\}. \end{aligned} \quad (44)$$

Восприимчивости β_{xx}^c и β_{xy}^c , относящиеся к позиции c , можно вычислить по формулам (44) путем взаимной замены индексов $a \leftrightarrow c$. Остальные компоненты β_{yx}^ξ , β_{yy}^ξ связаны с компонентами β_{xy}^ξ , β_{xx}^ξ соотношениями (17) и (18).

Таким образом, искомые поправки зависят от частоты $\tilde{\omega}$ и носят резонансный характер: они максимальны при частоте ω_c для позиции a и при частоте ω_a для позиции c . Важно также, что они линейны по параметру взаимодействия Λ . В резонансе их относительная величина определяется отношением Λ/Γ и, по-видимому, может быть не малой.

7. ВЫВОДЫ И КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Подведем некоторые итоги проведенного выше рассмотрения. В ферримагнетиках и, в частности в Mn_2Sb , в которых имеются магнитные ионы, связанные друг с другом центром симметрии $\bar{1}(-)$, может существовать новый тип спиновых колебаний — антимагноны. Эти колебания представляют собой чисто антиферромагнитные моды (отсутствуют колебания ферромагнитного вектора) и могут возбуждаться переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ (при наличии постоянного магнитного поля или без него). Они могут возбуждаться также переменным магнитным полем $\mathbf{H}(t)$, если в определенном направлении дополнительно приложено постоянное электрическое поле \mathbf{E}_0 . Тензоры антимагнот-электрической и антимагнот-магнитной восприимчивостей β_{ij} (16)–(18), (30) и δ_{ij} (27), (32), описывающие такие возбуждения, зависят от частоты возбуждающего поля резонансным образом. В отличие от однопозиционного ферромагнетика [1], в рассматриваемом двухпозиционном ферримагнетике имеются две частоты антимагнотного резонанса — ω_a и ω_c (19), соответствующие

связанным собственным колебаниям пар магнитных моментов позиций a или c . Наличие двух антимагнотных ветвей спектра обусловлено именно тем, что $\bar{1} = \bar{1}(-)$ для обеих этих позиций.

В обменном приближении колебания векторов \mathbf{L}_a и \mathbf{L}_c не связаны друг с другом (хотя, согласно (19), (12), обменное взаимодействие между позициями a и c , определяемое параметром B , сказывается на их частотах). В этом же обменном приближении частоты ω_a и ω_c одинаковы для обоих рассмотренных ориентационных состояний — легкоосного и легкоплоскостного — при соответствующей смене направления поля с $\mathbf{H} \parallel z$ на $\mathbf{H} \perp z$. Различие частот ω_a и ω_c в легкоосном и легкоплоскостном состояниях возникает, во-первых, при учете магнитной анизотропии и, во-вторых, за счет межпозиционного релятивистского взаимодействия (33). Последнее систему колебательных компонент \mathbf{L}_a и \mathbf{L}_c делает единой с собственными частотами ω_1 (40) для легкоосного состояния и ω_2 (42) — для легкоплоскостного. Никакая из рассмотренных нами антимагнотных мод не является мягкой (не обращается в нуль в точках фазового перехода). Есть основание считать, что соответствующие фазовые переходы происходят по упомянутой ранее квазиферромагнитной моде (которая в данной статье не рассматривается), и именно она оказывается мягкой.

Важный нетривиальный результат — резонансный характер влияния межпозиционного взаимодействия (33) на антимагнот-электрическую восприимчивость $\hat{\beta}$.

Существенным аспектом статьи является то, что в ней рассматриваются только однородные антимагнотные колебания, представляющие собой энергетическую щель в спектре антимагнонов и возбуждаемые однородным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$. Хотя такое ограничение, с точки зрения авторов, оправдано для первой работы по антимагнонам в ферримагнетиках, но все же одной из первоочередных задач по дальнейшему изучению антимагнотных волн в ферримагнетиках является учет их пространственной дисперсии. Такая необходимость возникает, во-первых, при рассмотрении явлений, связанных с взаимодействием этих волн с другими волнами — электромагнитными, упругими и т. д. Изучение указанных явлений также стоит в ряду очередных задач по проблеме. Кроме того, в проводящих ферримагнетиках, где поле $\mathbf{E}(t)$ проникает из-за скин-эффекта на конечную глубину, оно не однородно уже по этой причине и возбуждает неоднородные антимагноны. К тому же сказанное является одной из причин необходимости постановки еще од-

ной задачи — о поверхностных антимагнонах.

Несмотря на то, что приведенные результаты, вообще говоря, могут быть применены к другим магнетикам (в том числе, к двухпозиционному ферромагнетику с четырьмя магнитными подрешетками), желательнее сделать необходимые количественные оценки хотя бы для Mn_2Sb .

Прежде всего, используя теорию молекулярного поля [15], можно выразить обменные параметры A_ξ через точку Кюри $T_c = 550$ К:

$$A_\xi \approx 6N \frac{k_B T_c}{M_{\xi 0}^2} \left(\frac{S_\xi}{S_\xi + 1} \right), \quad (45)$$

где $N \approx 10^{22}$ см $^{-3}$ — концентрация магнитных ионов, k_B — константа Больцмана, $S_a = 3/2$ и $S_c = 5/2$ — атомные спины [14], $M_{a0} \approx 400$ Гс и $M_{c0} \approx 700$ Гс — намагниченности для позиций a и c . Получаем следующий результат:

$$A_a \approx 1.7 \cdot 10^4, \quad A_c \approx 6.6 \cdot 10^3.$$

Это дает, согласно (19), частоту антимагнонов

$$\omega_a \approx 1.2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_c \approx 0.8 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}.$$

(Параметр B существенно меньше A_ξ и не влияет на порядок величины ω_ξ . Это относится и к константам анизотропии, которые на 2–3 порядка меньше A_ξ [14].)

Теперь осталось оценить глубину проникновения поля $\mathbf{E}(t)$ при частоте ω_ξ . Используя данные эксперимента [16] по электропроводности и эффекту Холла, можно показать, что интересующие нас частоты попадают в область так называемого классического поглощения (см., например, [17]), где $\omega < 1/\tau$ (τ — время свободного пробега), а глубина скин-эффекта

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}, \quad (46)$$

где c — скорость света, σ — удельная электропроводность). В результате получаем

$$\delta \approx 10^{-5} \text{ см.}$$

Это значительно меньше длины волны электромагнитных волн при частотах ω_ξ , что еще раз указывает на необходимость рассмотрения поверхностных антимагнонов.

Оценки проведены для комнатной температуры $T = 290$ К, при этом для более низких температур результаты изменяются мало.

Работа поддержана РФФИ (проект № 99-02-16268).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Когда настоящая статья была написана и оформлена, авторы обнаружили ранее неизвестную для нас (к нашему сожалению) работу Яблонского и Криворучко в сборнике [18], в которой основные идеи о существовании чисто антиферромагнитных колебаний, возбуждаемых электрическим полем, были высказаны раньше, чем в статье [1]. В [18] цитируются еще три публикации тех же авторов. В этих публикациях принято другое, возможно, более удачное название чисто антиферромагнитных спиновых волн — электроактивные (в отличие от обычных спиновых волн — магнитоактивных, возбуждаемых магнитным полем). К нашему утешению, указанные работы практически не затрагивают основного содержания и результатов предложенной здесь статьи. Не говоря уже о различных подходах, мы и авторы [18] имели дело с различными типами магнетиков: двухпозиционный ферримагнетик — в данной статье, антиферромагнетик — в [18], и кроме того, с различными сингониями. Тетрагональный случай в [18] не рассматривается. Новыми оказываются и все другие наши результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. А. Туров, Письма в ЖЭТФ **73**, 92 (2001).
2. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, в сб. *Доклады Международного симпозиума по магнетизму EASTMAG-2001*, Екатеринбург (2001); Phys. Met. Metallogr., Suppl. **91-93**.
3. А. В. Колчанов, Е. А. Туров, в сб. *Доклады Международного симпозиума по магнетизму EASTMAG-2001*, Екатеринбург (2001); Phys. Met. Metallogr., Suppl. **91-93**.
4. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
5. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Физматлит, Москва (1994), с. 84.
6. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973), с. 220.
7. M. K. Wilkinson, N. S. Gingrich, and C. G. Shull, J. Phys. Chem. Sol. **2**, 289 (1957).
8. И. Ф. Мирсаев, Е. А. Туров, ФММ **81**, 68 (1996).
9. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., УФН **168**, 1303 (1998).

10. Ю. А. Изюмов, Н. А. Черноплеков, *Нейтронная спектроскопия*, сер. Нейтроны и твердые тела, под ред. Р. П. Озерова, Энергоатомиздат, Москва, (1983), т. 3, с. 101.
11. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Д. А. Яблонский, ЖЭТФ **76**, 1381 (1979).
12. Ч. Сликтер, *Основы теории магнитного резонанса*, Мир, Москва (1981).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (1982), § 96.
14. F. J. Darnell, W. H. Cloud, and H. S. Jarrett, Phys. Rev. **130**, 647 (1963).
15. C. P. Bean and D. S. Rodbell, Phys. Rev. **126**, 104 (1962).
16. J. H. Wijnngaard and C. Haas, Phys. Rev. B **45**, 5395 (1992).
17. Е. А. Памятных, Е. А. Туров, *Основы электродинамики материальных сред в переменных и неоднородных полях*, Наука, Москва (2001).
18. Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко, в сб. *Проблемы физической кинетики и физики твердого тела*, Наукова думка, Киев (1990), с. 444.