

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Соотношение вкладов прецессионных и продольных колебаний в динамике магнетиков

В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров

Дан обзор экспериментов по исследованию высокочастотных и акустических свойств слабых ферромагнетиков и предложена теория, наиболее полно учитывающая механизмы формирования динамики магнетиков. Показано, что в общем случае динамические свойства обусловлены как прецессионными, так и продольными движениями намагниченности, а также их взаимодействием с упругой, парамагнитной и дипольной подсистемами. Установлено, что вклады прецессионных и продольных колебаний намагниченности в динамические свойства всегда сосуществуют и являются аддитивными, а их соотношение зависит как от внешних параметров, так и от характерного для каждого конкретного магнетика отношения температур спонтанной переориентации и упорядочения соответствующей спиновой подсистемы. Особое внимание уделено исследованию магнетиков в области ориентационных фазовых переходов, где эффекты, обусловленные изменением указанного соотношения, а также взаимодействием различных колебательных подсистем, являются наиболее выраженными.

PACS numbers: 75.10-b, 75.30-m, 75.40-s, 75.50-y

Содержание

1. Введение (1049).**2. Эксперимент (1051).**

2.1. Спектры мягких магниторезонансных мод в условиях, удовлетворяющих спин-волновому приближению. 2.2. Динамика магнетиков в области ориентационных переходов при сравнимых по величине вкладах прецессии и продольных колебаний намагниченности. 2.3. Динамика магнетиков вблизи ориентационного перехода в условиях преобладания продольной восприимчивости над поперечной. 2.4. Выводы по результатам экспериментальных исследований.

3. Теория (1065).

3.1. Влияние релаксации намагниченности на спектр спиновых и упругих колебаний ферромагнетика в области ориентационного фазового перехода. 3.2. Влияние продольной восприимчивости и релаксации на спектр спиновых и упругих волн в антиферромагнетике при спиновой переориентации.

4. Обсуждение результатов (1075).

4.1. Ферромагнетик. Особенности спектра колебаний. 4.2. Антиферромагнетик. Особенности спектра в области фазовых пере-

ходов. 4.3. Антиферромагнетик. Сравнение теории с экспериментом. 4.4. Сопоставительный анализ различных вкладов в спектр квазиспиновых волн.

5. Заключение (1082).**6. Приложение (1082).****Список литературы (1083).**

1. Введение

Заинтересованному читателю, надеемся, известен обзор [1], посвященный магнитоакустике редкоземельных (РЗ) ортоферритов (ОФ). Основное его содержание составляют теоретические и экспериментальные исследования динамики РЗОФ в области различных спонтанных ориентационных фазовых переходов (ОФП), реализующихся в этих соединениях. При этом как теория, так и интерпретация экспериментальных результатов базировались на спин-волновом приближении. Это значит, что изначально постулировалось сохранение по модулю намагниченностей подрешеток и учитывалось только прецессионное движение векторов ферро- и антиферромагнетизма. Такой подход позволил, тем не менее, объяснить большинство экспериментальных результатов по исследованию мягких магниторезонансных мод, аномалий скорости и затухания звука в непосредственной окрестности точек ОФП. Однако некоторые эффекты в рамках указанного подхода не получили убедительного объяснения, особенно, когда речь шла не о спонтанных переходах, а о переходах, индуцированных внешним магнитным полем. Примером одного из таких эффектов, который не получил удовлетворительного количественного объяснения, является очень малое по сравнению с ожидаемым изменение скорости звука в точках ОФП. Согласно теории, развитой в [2], которая не учитывает

В.Д. Бучельников. Челябинский государственный университет, 454021 Челябинск, ул. Бр. Кашириных 129, Российская Федерация
Тел. (3512) 42-03-47. E-mail: buche@cgu.chel.su
Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал. Донецкий физико-технический институт, Национальная академия наук Украины, 340114 Донецк, ул. Р. Люксембург 72, Украина
Тел. (0622) 55-72-26. E-mail: tsymbal@host.dipt.donetsk.ua
В.Г. Шавров. Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, ул. Моховая 11, Российская Федерация
Тел. (095) 203-24-26. E-mail: shavrov@mail.cplire.ru

Статья поступила 18 ноября 1998 г., после доработки 20 мая 1999 г.

продольных колебаний и релаксации намагниченности, скорость поперечного звука должна обращаться в нуль в точках ОФП, происходящих как фазовые переходы второго рода (ФП-2). Однако ни в одном известном к настоящему времени эксперименте этого не наблюдалось. Максимальное уменьшение скорости, которое удалось обнаружить в окрестности типичного для РЗОФ перехода $\Gamma_2 - \Gamma_4$, составляет несколько процентов вместо предсказываемых 100 %. То же можно сказать и об энергетической щели в спектре спиновых волн. При экспериментальном восстановлении спектров мягких магниторезонансных мод во всех РЗОФ (и не только в них) всегда в точках ОФП обнаруживаются значительные энергетические щели. Их частотно-полевые зависимости не всегда удавалось объяснить в рамках спин-волновой модели. Все это подводило к мысли о том, что даже самый полный учет вкладов в динамические характеристики РЗОФ со стороны различных колебательных подсистем, предпринятый в модифицированной (по сравнению с [2]) теории [1], не может дать адекватного объяснения всей совокупности экспериментальных данных, если оставаться в рамках указанной модели.

В поисках выхода из создавшейся ситуации мы обратились к идее, впервые высказанной Ю.М. Гуфаном в работе [3] и заключающейся в том, что при термодинамическом описании резонансных свойств упорядоченных магнетиков наряду с прецессией следует учитывать и продольные колебания намагниченности. К этому побуждали и появившиеся позднее работы Гуфана, Марчукова, Рудашевского и др. (см., например, [4, 5]), в которых было установлено, что в реальных экспериментальных условиях (т.е. при $T > 0$) для корректного описания опытных данных, в самом деле, продольные колебания и релаксацию намагниченности игнорировать нельзя. Более того, учет указанных факторов ведет к совершенно иному объяснению тех эффектов, которые наблюдаются в магниторезонансных измерениях на РЗОФ. В частности, это относится к пониманию природы энергетических щелей. Правда, теория [4, 5] в существующем виде ориентирована лишь на переходы, индуцированные внешним магнитным полем. Однако, как выяснилось после серии проведенных нами измерений на ряде соединений, она может быть с успехом распространена также и на спонтанные ОФП. В этом убеждают проведенные новые эксперименты на РЗОФ и на изоморфном соединении Fe_3VO_6 . Они позволяют составить более полное представление о механизмах формирования динамики магнетиков в области ОФП, чем это можно было сделать в рамках классического спин-волнового подхода. Уже первые теоретические работы в этом направлении [6, 7] показали перспективность таких намерений. Оказалось, что учет лишь магнитоупругого взаимодействия в термодинамической теории [4] позволяет более полно и по-иному объяснить магнитоакустические аномалии в точках ОФП, наблюдаемые в реальном эксперименте.

Прежде чем перейти к непосредственному изложению экспериментальных и теоретических результатов по затрагиваемым в данном обзоре вопросам, обратимся к проблеме метода описания динамики магнетиков, которая в последнее время часто возникала в научных дискуссиях и литературе. Обычно при исследовании динамики магнетиков используют широко известные уравнения Ландау–Лифшица. Во многих работах, по-

священных вычислению частот магнитного резонанса антиферромагнетиков, обычно пренебрегают изменением модулей намагниченностей подрешеток в статике и динамике, а также и продольной релаксацией. Это соответствует как раз тому случаю, когда возможно только прецессионное движение векторов ферро- и антиферромагнетизма. Данное приближение, строго говоря, справедливо в области сравнительно низких температур — вдали от температуры Нееля. Метод вычисления частот магнитного резонанса, основанный на указанных приближениях, называют спин-волновым методом. Гуфан в [3] предложил вместо уравнений Ландау–Лифшица использовать более общий феноменологический метод — теорию Онсагера термодинамических флуктуаций. Позднее Дзялошинский и Кухаренко [8] развили еще один феноменологический метод вычисления частот магнитного резонанса — обобщенный метод Лагранжа теории малых колебаний. В обоих методах предполагалось, что намагниченности подрешеток антиферромагнетиков изменяют свою величину как в статике, так и в динамике. Вычисление частот магнитного резонанса и спиновых волн методами Онсагера и Лагранжа проводилось в работах [8–10]. При этом оказалось, что вычисленные данными методами частоты отличались друг от друга для некоторых мод колебаний, а именно для тех мод, которые возбуждаются продольным (направленным вдоль вектора антиферромагнетизма) высокочастотным полем и не сохраняют длины намагниченностей подрешеток. В 1992 г. Мухин и Прохоров [11] показали, что трудности, возникающие при сопоставлении результатов, полученных методами Лагранжа и Онсагера, связаны с пренебрежением продольной релаксацией. Они также отметили, что при описании динамики антиферромагнетиков, у которых в статике и динамике намагниченности подрешеток изменяют свою длину, можно использовать и уравнения Ландау–Лифшица с учетом продольной релаксации. Такие уравнения были предложены Барьяхтаром в работе [12]. Уравнения Ландау–Лифшица при учете продольной релаксации и изменения модулей намагниченностей подрешеток в статике и динамике были использованы при вычислении частот магнитного резонанса и связанных магнитоупругих волн в работах [6, 7]. Следует отметить, что результаты работ [6, 7] совпадают с результатами, полученными другими указанными выше методами. Поэтому в настоящем обзоре будет использован классический подход, основанный на уравнениях Ландау–Лифшица с учетом продольной релаксации и изменения модулей намагниченностей подрешеток в статике и динамике.

Обзор [1] содержит подробное введение в магнитоакустику РЗОФ, описание объектов исследования и методики эксперимента. Поскольку данная статья является его логическим продолжением, то мы сочли излишним подробное повторение здесь соответствующих сведений, тем более, что речь идет практически о том же наборе РЗОФ, который фигурирует в [1]. По ходу изложения мы будем приводить более подробно лишь те новые особенности методики эксперимента и сведения об объектах исследования, которые отсутствуют в [1]. При этом сохраняется та же, что и в [1], система обозначений.

Для большинства РЗОФ при температурах ниже температуры Нееля ($T_N = 620 - 740$ К) типично сущест-

ование двух магнитных подсистем — слабо ферромагнитной упорядоченной структуры спинов железа (d-подсистема) и парамагнитных РЗ ионов (f-подсистема).

Для объяснения большинства экспериментов достаточно принять четырехподрешеточную модель, в которой магнитная структура железа соответствует неприводимому представлению $\Gamma_4(G_x, F_z)$, где G_x, F_z — компоненты векторов соответственно антиферромагнетизма $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ и ферромагнетизма $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$; $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ — намагниченности подрешеток. Этой модели соответствуют две ветви колебаний спинов железа — квазиферромагнитная (γ -мода) и квазиантиферромагнитная (σ -мода). РЗ ионы при $T > 10$ К находятся в парамагнитном состоянии, но намагниченном из-за обменного взаимодействия со спиновой подсистемой железа. Им в соответствие также могут быть поставлены две аналогичные ветви колебаний и векторы ферро- и антиферромагнетизма. Таким образом, в целом динамика будет описываться в приближении двух d- и двух f-подрешеток, т.е. четырехподрешеточной моделью. В рамках этой модели соответствующие РЗ ионам резонансные моды можно рассматривать как коллективные колебания внутри парамагнитной подсистемы.

Характерной особенностью РЗОФ является существование в них различных ОФП, обусловленных температурно-зависимым анизотропным f-d взаимодействием [13]. В большинстве случаев нас будет интересовать динамика ортоферритов с наиболее распространенным ОФП типа $\Gamma_4(G_x, F_z) - \Gamma_{24}(G_{xz}, F_{xz}) - \Gamma_2(G_z, F_x)$, при котором происходит плавный поворот векторов \mathbf{G}, \mathbf{F} в ac -плоскости кристалла. На границах спонтанной перероентации, соответственно при $T = T_1$ и $T = T_2$, имеют место ФП-2: $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$. Эти ОФП в целом можно вызвать изменением температуры в области $T < T_N$, а отдельно переходы $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ можно индуцировать полем $\mathbf{H}||c(z)$ или $\mathbf{H}||a(x)$, соответственно.

Одна из проблем, которая возникает при исследовании мягких магниторезонансных мод, связана с выяснением природы наблюдаемых энергетических щелей в точках ОФП. Соответствующие измерения к настоящему времени проведены практически на всех РЗОФ. И ни в одном случае не удалось обнаружить частотную щель в точках ФП-2 менее 15–20 ГГц, тогда как из решения системы динамических уравнений типа Ландау–Лифшица конкретно для РЗОФ [14] следует, что в этих точках частота одной из ветвей спиновых волн (σ -моды) должна обращаться в нуль. При попытке объяснить не согласующиеся с этим выводом экспериментальные результаты сразу возникает ряд вопросов. Являются ли регистрируемые на опыте магниторезонансные ветви по происхождению мягкими? Если да, то какова природа наблюдаемых щелей? Если нет, то что тогда является мягкой модой? В результате сложились две точки зрения на природу указанных высокочастотных эффектов, которые еще несколько лет тому назад казались альтернативными. Одна из них базируется на том, что в высокочастотных экспериментах в окрестности различных ОФП регистрируется именно мягкая магниторезонансная мода, а наблюдаемые щели являются результатом динамического взаимодействия различных колебательных подсистем магнетика: упорядочен-

ной спиновой, парамагнитной, упругой, дипольной¹ (электромагнитной) и т.п.

Соответствующие теоретические расчеты [15, 16] были положены в основу описания серии магниторезонансных и магнитоакустических экспериментов, представленных в обзоре [1]. При этом постулировалось условие постоянства по модулю и равенства друг другу намагниченностей внутри соответствующей пары подрешеток [17], что соответствует спин-волновой модели. Например, для двухподрешеточного антиферромагнетика это условие имеет вид

$$\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = M_0^2 = \text{const}, \quad (1.1)$$

что эквивалентно условиям $\mathbf{F}\mathbf{G} = 0$, $\mathbf{F}^2 + \mathbf{G}^2 = 4M_0^2$; M_0 — намагниченность насыщения подрешеток.

Другой подход, наоборот, учитывает продольные колебания \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 , которые связываются с конечной продольной восприимчивостью при температурах $T > 0$. При этом, естественно, условие (1.1) не выполняется. Учет продольных колебаний намагниченностей и диссипации дает дополнительную релаксационную ветвь спиновых волн с комплексной частотой. Она и является мягкой, тогда как наблюдаемые на опыте размягчающиеся магниторезонансные ветви на самом деле таковыми не являются. К началу выполнения представленных здесь экспериментальных исследований каждый из двух названных механизмов формирования щелей был апробирован, но на разных РЗОФ и в разных экспериментальных условиях. Так, эксперименты на YbFeO_3 [18], ErFeO_3 [19], TmFeO_3 [20], HoFeO_3 [21] и некоторых других РЗОФ удовлетворительно объяснялись теорией [15, 16], развитой, главным образом, для спонтанных ОФП. Механизм же, предложенный в [4, 5], проверялся на YFeO_3 и DyFeO_3 , причем в условиях индуцирования ОФП внешним магнитным полем.

Представленные ниже экспериментальные исследования изначально были направлены на поиск эффектов проявления предсказанных в [3–5] релаксационных мод (мод продольных колебаний намагниченностей подрешеток) как при индуцированных полем, так и при спонтанных ОФП. Важно подчеркнуть, что эти опыты проводились с теми же соединениями, для которых предшествующие эксперименты успешно объяснялись на основе спин-волновой модели без учета релаксации и продольных колебаний.

2. Эксперимент

Приступая к описанию результатов конкретных экспериментов, отметим, что последовательность их изложения подчинена логике, обоснование которой мы дадим ниже. Здесь же лишь укажем, что порядок изложения соответствует возрастанию параметра $\tau_{\text{SR}} = T_{\text{SR}}/T_N$, который мы назвали относительной температурой спонтанного перехода (T_{SR} — усредненная температура спонтанного перехода $(T_1 + T_2)/2$). Вполне очевидно, что этот параметр индивидуален для каждого конкретного РЗОФ. Его возрастание, как будет видно из дальнейшего, ведет к изменению соотношения вкладов в динамику — от спин-волнового к термодинамическому.

¹ Под дипольным взаимодействием понимается взаимодействие магнитного момента кристалла с магнитной составляющей распространяющейся в нем электромагнитной волны.

2.1. Спектры мягких магниторезонансных мод в условиях, удовлетворяющих спин-волновому приближению

Изложение начнем с YbFeO_3 , имеющего наименьший по величине параметр τ_{SR} среди изученных нами ортоферритов. У него спонтанная спиновая переориентация происходит в интервале температур от $T_1 = 7,95$ К до $T_2 = 6,85$ К, а $T_N = 627$ К (т.е. $\tau_{\text{SR}} \approx 0,01$). Поэтому этот РЗОФ наилучшим образом соответствует условию применимости спин-волнового приближения $\tau_{\text{SR}} \ll 1$, когда намагниченности подрешеток достигают наибольшего насыщения.

2.1.1. Динамические свойства индуцированного перехода $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в YbFeO_3 . Выбор методики измерений на YbFeO_3 определялся необходимостью получения экспериментальных результатов в виде, пригодном для сопоставления с существующей на тот момент теорией и с уже выполненными для ее проверки опытами на YFeO_3 и DyFeO_3 [4, 5]. Требование сопоставимости экспериментальных условий означает совпадение, во-первых, характера и вида фазового перехода, во-вторых, ориентации магнитного поля, индуцирующего переход, в-третьих, природы мягких мод. Для выяснения важности выполнения последнего из условий и границ применимости теории [4, 5] были проведены эксперименты на ряде ортоферритов с существенно разными соотношениями собственных частот подсистем железа ν_σ и редкой земли ν_r . Сейчас достоверно установлено [1, 17], что вблизи ОФП из-за пересечения и сильного взаимодействия разных резонансных ветвей мягкой может быть как σ -, так и РЗ-мода. В YbFeO_3 , как известно [18], таковой является РЗ-мода, и имеет место соотношение $\nu_r \ll \nu_\sigma$.

Как происходит переход, индуцированный внешним магнитным полем? Продемонстрируем это на примере ОФП в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$.

Включение сколь угодно малого поля такой ориентации сразу переводит симметричную фазу $\Gamma_4(G_x, F_z)$ в угловую фазу $\Gamma_{24}(G_{xz}, F_{xz})$. Дальнейшая переориентация в возрастающем поле идет путем вращения \mathbf{F} , \mathbf{G} до полного ее завершения в точке ФП-2 $\Gamma_{24} - \Gamma_2$.

Тот факт, что этот переход в YbFeO_3 (как, впрочем, и во всех остальных изученных нами ортоферритах) может быть вызван как температурой, так и полем, дает определенные методические преимущества. Заключаются они в следующем. В экспериментах на YFeO_3 и DyFeO_3 в рабочем диапазоне температур (78–400 К) переход может быть вызван только достаточно сильным магнитным полем (50–100 кЭ). Как следует из присущих этим соединениям $H - T$ -диаграмм, измерения в меньших полях потребовали бы повышения температуры в область $T > 600$ К, где резонанс не удалось зарегистрировать ни в YFeO_3 [23], ни в DyFeO_3 [24]. В остальных РЗОФ, благодаря наличию спонтанных ФП-2, те же, что и в YFeO_3 , DyFeO_3 , переходы $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ могут быть индуцированы даже малым магнитным полем. Методический прием в экспериментах с YbFeO_3 заключался в том, что "стартовая позиция" выбиралась фиксированием одного из параметров — H или T , тогда как путем сканирования другого и вызывался переход. Как следует из экспериментальной фазовой $H - T$ -диаграммы (рис. 1), переход $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ может быть индуцирован сколь угодно малым магнитным полем $H = H_{\text{IR}}$. Ограничения на H снизу обусловлены лишь шириной

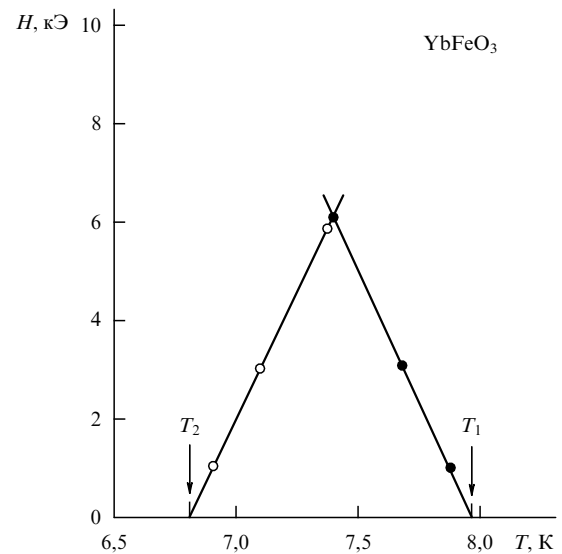


Рис. 1. Фазовая $H - T$ диаграмма YbFeO_3 при различных ориентациях магнитного поля: $\circ - \mathbf{H}||\mathbf{a}$, $\bullet - \mathbf{H}||\mathbf{c}$.

резонансной линии по полю. В экспериментах она составляла 0,5–1 кЭ, но положение ее вершины уверенно фиксировалось уже при $H \approx 0,1$ кЭ. Таким образом, первое условие совместимости методик выполнялось в полном объеме: индуцировался именно ФП-2 $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$, как и в YFeO_3 , DyFeO_3 .

Из сказанного ясно, что выполнение второго условия уже фактически было задано. Но в опытах с YbFeO_3 , кроме ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$, индуцировались и ФП-2 $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ полем $\mathbf{H}||\mathbf{c}$. В конечном счете, это давало возможность восстановить полный магниторезонансный спектр в окрестности ОФП и получить исчерпывающую информацию о полевой зависимости обеих энергетических щелей — как при T_1 , так и при T_2 .

Относительно третьего условия нужно заметить следующее. Иттрий — немагнитный ион. Следовательно, в YFeO_3 вся статика и динамика переориентации обусловлена только подрешетками железа. Поэтому для теории [4] он является модельным, тогда как в DyFeO_3 σ -мода в значительной степени определяется $f - d$ -взаимодействием [24]. В работе [5] обращается внимание на это отличие и сделан вывод о незначительном влиянии этого фактора на величину энергетической щели. Забегая вперед, скажем, что для проверки этого вывода выбирались ортоферриты с заведомо существенно различными соотношениями ν_r и ν_σ . Соотношения же эти напрямую связаны со степенью $f - d$ взаимодействия.

Измерения проводились на спектрометре прямого усиления, в котором регистрировались отраженные сигналы поглощения от сферических образцов (диаметром 0,8–0,9 мм), размещаемых в центре закорачивающего волновод поршня (см., например, [25]). Ориентация поля \mathbf{H} по осям кристалла достигалась путем пробных экспериментальных записей и фиксировалась по максимальному расхождению двух резонансных линий, расположенных по обе стороны от точки перехода, подобно тому, как это делалось в [4]. Достигнутая (и достаточная) точность ориентации в эксперименте на YbFeO_3 составляла $\sim 10'$. Записи поглощения производились путем протяжки как температуры при фиксированном поле,

так и поля при $T = \text{const}$. Относительная точность измерения поля и температуры составляла 10^{-3} . Направление магнитной составляющей линейно поляризованного высокочастотного поля \mathbf{h} по отношению к осям кристалла выбиралось из условия возбуждения мягкой моды при ОФП $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$. Ему соответствует $\mathbf{h} \perp \mathbf{a}$ в фазе Γ_2 ($T < T_2$) и $\mathbf{h} \perp \mathbf{c}$ в фазе Γ_4 ($T > T_1$). Достаточная для этого точность ориентации \mathbf{h} составляла 5° . Этим же способом получены представленные в данной работе экспериментальные результаты и на остальных РЗОФ. Только достигнутая точность ориентации \mathbf{H} по осям кристалла в каждом конкретном случае была индивидуальной. Так, например, при аналогичных измерениях на TmFeO_3 она составляла $30''$.

На рисунке 2 приведен фрагмент характерной для РЗОФ температурной зависимости частоты мягкой моды, полученной в опытах с YbFeO_3 при спонтанном ОФП. В более полном виде эти результаты представлены в обзоре [1]. Для нас они являются лишь отправной точкой, так как в контексте данной работы интерес представляют не сами резонансные спектры, а лишь температурно-полевые зависимости энергетических щелей в точках завершения спиновой переориентации T_1 и T_2 . Они также приведены на рис. 2. Магниторезонансный спектр получен в нулевом поле путем записи линий поглощения на фиксированных частотах при протяжке температуры. Обычно при восстановлении спектров мягких мод наблюдается и поглощение от склонов резонансных линий на частотах, меньших значений щелей (см., например, [4]). Оно быстро убывает по

амплитуде, исчезая при понижении частоты на величину ширины резонансной линии. По положению нерасщепленной линии этого поглощения определялись значения T_1 , T_2 при спонтанных переходах и $H = H_{\text{IR}}$ при индуцировании переходов полем. Измеренные величины щелей при спонтанных ОФП в точках T_1 и T_2 соответственно следующие: $\nu_1 = 20,2$ ГГц, $\nu_2 = 37,5$ ГГц. Температурные зависимости магниторезонансных частот при индуцировании переходов полем имеют вид, подобный приведенному на рис. 2 для спонтанной переориентации, но смещены по оси температур в соответствии с фазовой диаграммой (см. рис. 1). Эта диаграмма построена путем обработки серии температурных зависимостей резонансных частот при различных значениях фиксированного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Влияние угла разориентации \mathbf{H} по отношению к осям \mathbf{a} , \mathbf{c} видно из рис. 3. Точность ориентации \mathbf{H} по осям кристалла в подобных экспериментах имеет решающее значение, поскольку степень влияния продольных колебаний намагниченности на динамические характеристики определяется (согласно [3–5]) именно по изменению индуцирующего магнитного поля. А эта зависимость может быть существенно искажена неточной геометрией эксперимента (см. рис. 3). Действительно, отклонение \mathbf{H} от осей \mathbf{a} , \mathbf{c} с необходимостью переводит образец в угловую фазу $\Gamma_{24}(G_{xz}, F_{xz})$ при любой температуре, в том числе и в температурных областях существования коллинеарных фаз Γ_2 , Γ_4 . При этом исследуемые переходы второго рода исчезают. В точках T_1 и T_2 энергетические щели перестают быть минимальными, так как теперь они включают добавки, обусловленные наведенной неколлинеарным полем анизотропией.

Поскольку теория [4, 5] ориентирована только на двухподрешеточную подсистему железа, то она не учитывает $f-d$ -взаимодействия, во всяком случае при получении выражения для щели. Но при соотношении $\nu_r \ll \nu_\sigma$,

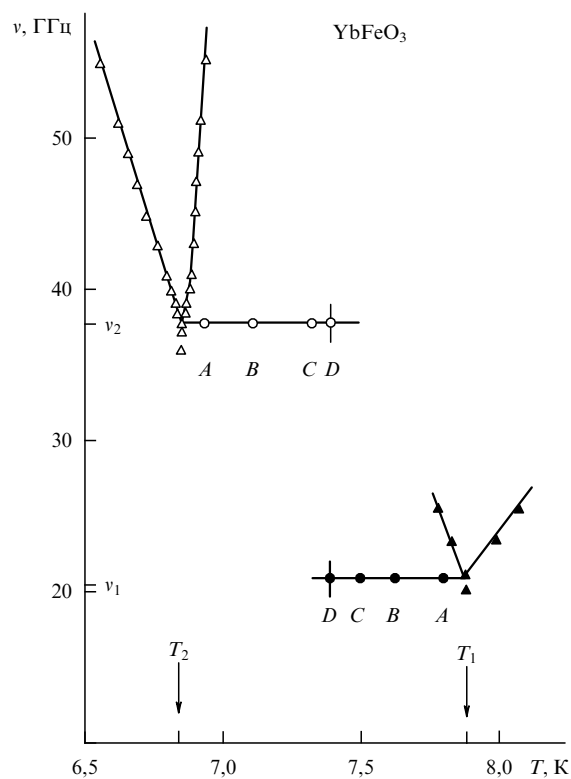


Рис. 2. Температурная зависимость частоты мягкой магниторезонансной моды в YbFeO_3 в окрестности спонтанных переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ (Δ), $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ (\blacktriangle) и энергетических щелей при индуцировании переходов полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (\circ) и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (\bullet) следующей величины (кЭ): A — 1, B — 3, C — 5, D — 6.

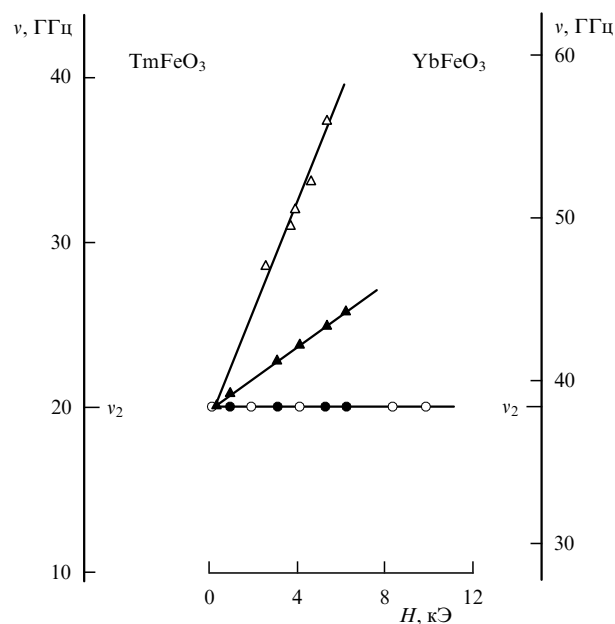


Рис. 3. Полевые зависимости энергетических щелей в YbFeO_3 (\bullet) и TmFeO_3 (\circ) в точке перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$, а также минимальных резонансных частот при отклонении поля в ac -плоскости от оси \mathbf{a} на 1° в YbFeO_3 (\blacktriangle) и TmFeO_3 (\triangle).

которое имеет место в YbFeO_3 , она, по-видимому, без ограничений может быть перенесена и на это соединение, так как и в этом случае речь идет об описании динамики упорядоченной двухподрешеточной подсистемы. Подтверждающим теорию [4] тестом должен быть линейный по полю рост энергетической щели и вытекающая отсюда температурная зависимость отношения продольной восприимчивости к поперечной ($\chi_{||}/\chi_{\perp}$). Основная информация, на получение которой был направлен данный эксперимент, представлена на рис. 2. Это зависимость щелей от температуры и поля. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в пределах достигнутой точности энергетические щели не зависят от внешнего параметра, вызывающего переход. Согласно же [4], щель в точке индуцированного полем перехода $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в первом приближении имеет вид

$$v_2|_{H=H_{\text{IR}}} = \frac{\gamma_2}{2\pi} \left(\frac{\chi_{||}}{\chi_{\perp}} \right)^{1/2} H_{\text{IR}}, \quad (2.1)$$

где γ_2 — кинетический коэффициент, который при комнатной температуре отличается от гиромангнитного отношения $\gamma_0 = ge/(2mc)$ всего на 1–2 %. Таким образом, в соответствии с теорией [4], щель должна расти при увеличении поля и температуры. Обнаруженная нами независимость энергетической щели от температуры, равносильная условию $\partial v_2/\partial H = 0$, свидетельствует о несущественном вкладе в измеряемые щели продольных колебаний намагниченности. Но, согласно [4], равенство $\chi_{||} = 0$ означает переход к обычным уравнениям Ландау–Лифшица, удовлетворяющим условию (1.1), и обращение в нуль щелей в точке ФП-2.

Как можно было увязать полученный, на первый взгляд отрицательный, результат с существующей на момент проведения экспериментов теорией [4, 5]? Проведенный в работе [20] сопоставительный анализ сводился к следующему. Эксперименты на YFeO_3 и DyFeO_3 были проведены в сильных магнитных полях и при сравнительно высоких температурах. "Жесткость" магнитных подрешеток понижается при $T \rightarrow T_N$, и возрастание флуктуаций намагниченности способствует росту продольной восприимчивости. На верхней, достигнутой в экспериментах [4], температурной границе (400 К) отношение $\chi_{||}/\chi_{\perp}$ составляет $\sim 0,5$, т.е. половину своего предельного значения, следующего из теории молекулярного поля. Поэтому соответствующие эффекты проявления обменной релаксационной моды здесь должны быть более ярко выражены. Соответственно, понижение температуры и индуцирование переходов сравнительно малым полем может значительно уменьшить указанный эффект. Это фактически означало бы плавный переход от требования сохранения модуля \mathbf{G} [4] к условию сохранения модулей \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 (1.1). В области температур $T < 100$ К вклад продольных колебаний в величину наблюдаемой щели может маскироваться более существенным вкладом от механизмов [15, 16], происходящих лишь от прецессии. Это, скорее всего, и наблюдается в данном эксперименте. В связи с этим в первую очередь следует вспомнить о магнитоупругом взаимодействии, на которое чаще всего принято ссылаться как на один из возможных источников формирования щелей. В ситуации [4, 5] оно не играет существенной роли: наблюдаемые в YFeO_3 и DyFeO_3 щели (при комнатной температуре соответственно 107 и 136 ГГц) почти на порядок пре-

вышают оценку магнитоупругого вклада (не более 20 ГГц). Иная картина имеет место в РЗОФ, в которых переориентация реализуется спонтанным образом и при более низких температурах. Приведенные выше значения v_1 , v_2 в YbFeO_3 по порядку величины совпадают с приведенной оценкой магнитоупругого вклада. Но он не является здесь единственным. Как показано в [1], каждому переходу, в зависимости от конкретного РЗ иона, соответствует вполне определенный набор обменно-усиленных динамических взаимодействий, влияющих на щель. Поэтому полученная в данной работе независимость щелей от температуры (поля) не противоречит результатам [4, 5]. Скорее всего механизмы [4, 5], с одной стороны, и [15, 16], с другой, являются сосуществующими, а не альтернативными. При низких температурах продольная восприимчивость мала, и мягкой является обычная магниторезонансная мода, тогда как при повышении температуры растет вклад от продольной восприимчивости, который теперь и задает величину наблюдаемой щели. Каждому конкретному РЗ ортоферриту должна соответствовать некоторая переходная область полей и температур, где ни механизмы [4, 5], ни [15, 16] в отдельности не могут адекватным образом описать эксперимент. Здесь они являются конкурирующими и вносят аддитивные вклады в величины наблюдаемых энергетических щелей. Признаки указанной переходной области можно заметить и в измерениях [5]: в районе $T \sim 78 - 100$ К экспериментальные значения $\chi_{||}/\chi_{\perp}$ и щелей в YFeO_3 практически не зависят от температуры, тогда как при $T > 100$ К результаты превосходно описываются предложенной там моделью. В итоге можно сказать, что полученная в [5] зависимость $\chi_{||}/\chi_{\perp}(T)$ не может в количественном отношении считаться универсальной характеристикой всех соединений данной симметрии, как не является всеобъемлющей и теория [15, 16], игнорирующая вклад релаксации и продольных колебаний намагниченности.

2.1.2. Магниторезонансные и акустические свойства TmFeO_3 вблизи индуцированного перехода $\Gamma_2 - \Gamma_4$. В экспериментах [25, 26] получены следующие значения характерных величин в точках завершения спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в TmFeO_3 : $T_1 = 93,0$ К, $T_2 = 84,0$ К, $v_1 = 23$ ГГц, $v_2 = 20$ ГГц. С учетом величины $T_N = 632$ К для этого ортоферрита имеем значение параметра $\tau_{\text{SR}} \cong 0,14$. TmFeO_3 является антиподом по отношению к YbFeO_3 в том смысле, что в нем имеет место обратное соотношение характерных частот — $v_{\sigma} \ll v_{\tau}$. Это означает, что вся динамика на частотах, близких к величине щели, т.е. на минимальных магниторезонансных частотах, определяется в основном упорядоченной подсистемой спинов железа, а мягкой является σ -мода. Такое свойство TmFeO_3 позволяет с наибольшим основанием сопоставлять его динамические характеристики с теорией [4], развитой также на базе подрешеток железа.

На рисунке 4 представлена полученная тем же способом, что и для YbFeO_3 , фазовая диаграмма TmFeO_3 в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Она отличается от таковой в YbFeO_3 лишь в количественном отношении — большими значениями температуры и поля перехода.

На рисунке 5 приведена температурная зависимость частоты мягкой моды при спонтанном ОФП и температурно-полевые зависимости энергетических щелей в

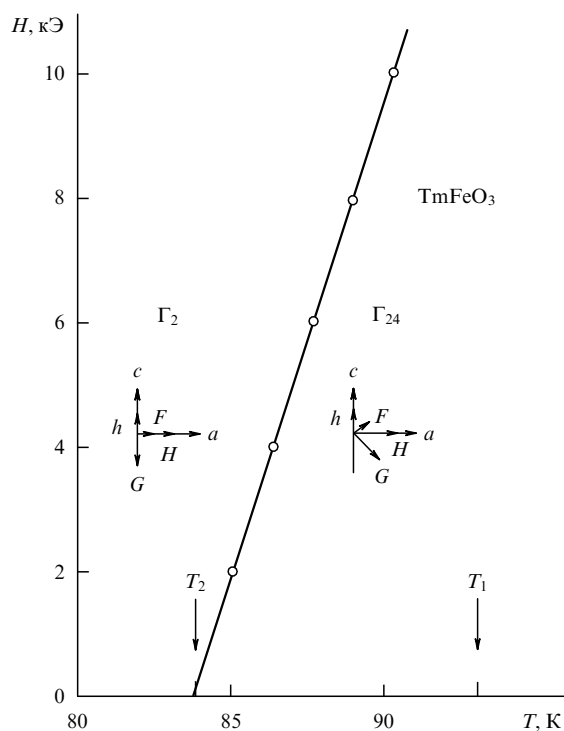


Рис. 4. Фазовая H – T диаграмма TmFeO_3 в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Показаны структуры фаз Γ_2 и Γ_{24} .

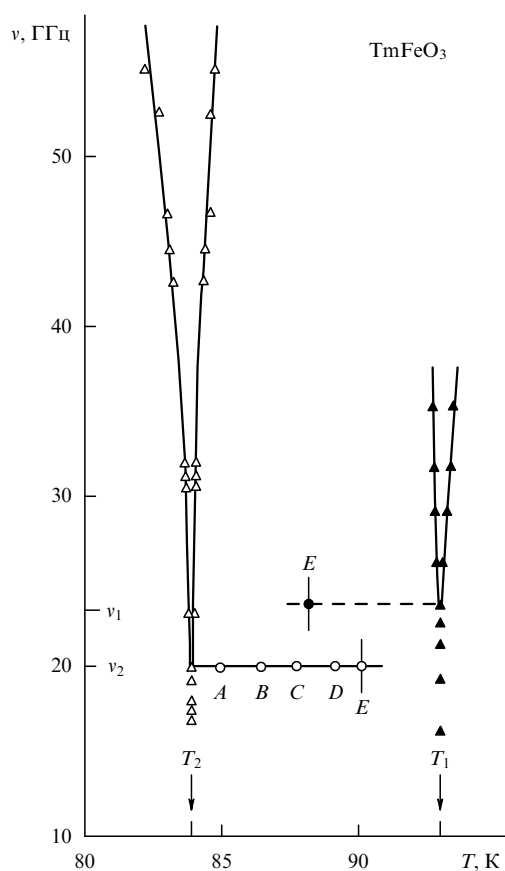


Рис. 5. Температурная зависимость частоты мягкой моды в TmFeO_3 в окрестности спонтанной переориентации Γ_2 – Γ_{24} (Δ) и Γ_4 – Γ_{24} (\blacktriangle), а также энергетических щелей при индуцировании этих переходов полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ (\circ) и $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ (\bullet) следующей величины (кЭ): A — 2, B — 4, C — 6, D — 8, E — 10.

индуцирующем магнитном поле разной ориентации. Последние восстанавливались путем сканирования температуры при фиксированных значениях H . На линии перехода Γ_2 – Γ_{24} это сделано более подробно: щель измерялась при значениях поля $\mathbf{H}||\mathbf{a}$, равных 2, 4, 6, 8, 10 кЭ. Из рисунка 5 видно, что в пределах достигнутой точности щель на линии индуцированного перехода Γ_2 – Γ_{24} не зависит от поля (температуры). Поскольку процесс измерения щели довольно трудоемок, то, убедившись в ее независимости от T , H на линии Γ_2 – Γ_{24} , при исследовании динамики в области перехода Γ_4 – Γ_{24} авторы работ [25, 26] ограничились измерением щели лишь в максимально доступном в эксперименте поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$, равном 10 кЭ. Щель здесь также не зависит от поля (температуры). Таким образом, получается абсолютно та же, в качественном отношении, картина, что и на YbFeO_3 . Ее основной результат — независимость энергетических щелей от поля в обеих точках завершения спиновой переориентации, индуцированной полями $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ и $\mathbf{H}||\mathbf{c}$.

Поэтому все выводы предыдущего раздела в отношении YbFeO_3 полностью могут быть отнесены и к TmFeO_3 . Стоит лишь заметить, что проявления каких-либо признаков вклада продольных колебаний намагниченности в величины энергетических щелей не обнаружено при увеличении параметра τ_{SR} более чем на порядок по сравнению с таковым в YbFeO_3 . Это означает, что имеющие здесь место величины T_1 и T_2 также "недостаточно высокие" для обнаружения искомого эффекта, а исходные (при $H = 0$) щели формируются механизмами, подробно исследованными в [1]. С другой стороны, если бы здесь работали механизмы [4, 5], то приращение щели, которого следовало ожидать в поле 10 кЭ, согласно (2.1) должно составлять $\sim 8,4$ ГГц [25]. Это значительно превышает погрешность в определении абсолютных значений щелей.

2.1.3. Температурно-полевая зависимость энергетической щели в точке индуцированного перехода Γ_2 – Γ_{24} в ErFeO_3 . Тогда как YbFeO_3 и TmFeO_3 характеризуются соотношением соответственно $\nu_{\Gamma} \ll \nu_{\sigma}$ и $\nu_{\sigma} \ll \nu_{\Gamma}$, для большинства РЗОФ типичной является ситуация $\nu_{\Gamma} \sim \nu_{\sigma}$. В этом случае из-за сильного динамического f – d -взаимодействия наблюдаемую на опыте мягкую моду нельзя считать обусловленной лишь одной спиновой подсистемой (железа или редкой земли). Такая ситуация характерна для ErFeO_3 . На этом кристалле и были проведены дальнейшие эксперименты [27]. Заметим, что статические характеристики ортоферритов эрбия и туллия в качественном и количественном отношении практически совпадают. В самом деле, приведенные в [27] границы спонтанной переориентации в ErFeO_3 $T_1 = 100$ К и $T_2 = 90$ К практически совпадают с таковыми в TmFeO_3 . То же можно сказать о температуре упорядочения железа, а следовательно, и о параметре τ_{SR} . В ErFeO_3 $T_N \equiv T_{N1} = 636$ К, а $\tau_{\text{SR}} = 0,15$ (в ErFeO_3 , как известно, кроме $T = T_{N1}$ для ионов железа, есть еще и температура упорядочения ионов эрбия $T = T_{N2}$). Измеренная в точке $T = T_2$ энергетическая щель ν_2 при спонтанном переходе Γ_2 – Γ_{24} равна $26,2 \pm 0,2$ ГГц. При этом в обычном виде мягкая мода регистрируется лишь в окрестности T_2 и, как показано в [15, 22], формируется в основном колебаниями спинов железа. Таким образом, мы имеем здесь дело с σ -модой в точке перехода Γ_2 – Γ_{24} , т.е. именно с

той ситуацией, которая реализуется в YFeO_3 [4]. Что происходит с щелью v_2 в магнитном поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$? Ответ на этот вопрос должен дать представление о том, какой из механизмов, [4] или [15], является преобладающим в формировании щели. Последняя была измерена в [27] при значениях поля 1, 5 и 10 кЭ. Результаты этих измерений приведены на рис. 6. Чтобы не приводить отдельно фазовую диаграмму ErFeO_3 , которая по виду абсолютно совпадает с таковой для TmFeO_3 (см. рис. 4) и лишь незначительно отличается по температуре и полю перехода, на рис. 6 наряду с температурной приведена и полевая шкала. Ответ на поставленный выше вопрос очевиден: в пределах точности измерений (2 ГГц) возрастания щели в поле не обнаружено. Следовательно, и в ErFeO_3 в области температур $T < 100$ К продольная восприимчивость и, соответственно, вклад продольных колебаний в величину щели неощутимо малы (как следует из измерений [5], вблизи $T = 90$ К $\chi_{||}/\chi_{\perp} \ll 1$). В этом соединении как при спонтанном, так и при индуцированном ОФП щель формируется, в основном, прецессионными механизмами. Как показано в [15], щель в точке перехода $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ в ErFeO_3 обусловлена магнитоупругим и дипольным вкладами. Таким образом, основываясь на экспериментах с YbFeO_3 , TmFeO_3 и ErFeO_3 , можно сделать вывод о том, что независимость щели от поля (температуры) является, скорее всего, общим свойством всех РЗОФ, в которых переориентация происходит при температурах T_1 , T_2 , значительно меньших температур упорядочения железа T_N , и, соответственно, в сравнительно малых полях. Этот факт не зависит от соотношения характерных резонансных частот ν_r , ν_σ и, следовательно, от степени динамического взаимодействия колебательных подсистем железа и редкой земли. Это пока не имеет обоснования в существующей термодинамической теории [4, 5]. С другой стороны, можно с

большой степенью уверенности предсказать, что аналогичные по технологии и геометрии опыта измерения на этих же РЗОФ, но в больших полях ($H \sim 50 - 60$ кЭ) должны выявить ощутимые эффекты проявления продольных колебаний в динамике рассматриваемых магнетиков вблизи ОФП. При этом в силу аргументов, высказанных в разделе 2.1.2, наиболее подходящим для сравнения результатов таких высокополевых измерений с существующей теорией является TmFeO_3 .

2.2. Динамика магнетиков в области ориентационных переходов при сравнимых по величине вкладах прецессии и продольных колебаний намагниченности

На основании приведенных выше доводов следует ожидать сравнимых по величине вкладов от прецессии и продольных колебаний в динамику магнетиков в области ОФП либо в соединениях с достаточно высокими относительными температурами спонтанной переориентации τ_{SR} , либо в достаточно сильных магнитных полях. Среди РЗОФ по параметру τ_{SR} таким можно считать лишь SmFeO_3 ($T_1 = 478$ К, $T_2 = 450$ К, $T_N = 674$ К, $\tau_{SR} \approx 0,7$). Однако попытки провести соответствующие магнитрезонансные измерения на этом ортоферрите пока не увенчались успехом. Причиной этого является малая интенсивность и большая ширина линий поглощения [28], обусловленные, по-видимому, большим затуханием, вносимым при столь высоких температурах РЗ подсистемой. Поэтому возникла необходимость поиска нужного соединения вне известного набора РЗ ортоферритов. Наиболее подходящим для достижения поставленных целей оказался слабый ферромагнетик Fe_3VO_6 , которому и посвящен весь раздел 2.2.

2.2.1. Высокочастотные и акустические свойства Fe_3VO_6 при спонтанном ОФП.

Кристалл Fe_3VO_6 , как и все ортоферриты, является орторомбическим. При $T < T_N = 508$ К он представляет собой слабый ферромагнетик. В нем при $T = T_{SR} = 415$ К реализуется обычная для РЗОФ переориентация $\Gamma_2 - \Gamma_4$. Но в отличие от РЗ ортоферритов, в Fe_3VO_6 указанная переориентация происходит путем фазового перехода первого рода (ФП-1), т.е. скачком, а не через угловую фазу Γ_{24} [29]. Последняя может быть вызвана в этом соединении лишь полем, но к этому мы обратимся в последующих разделах. Здесь же рассмотрим только динамические характеристики, наблюдаемые в экспериментах при спонтанном ОФП. Поскольку соответствующие результаты не упоминались в обзоре [1], остановимся на них более подробно. При спонтанной переориентации спектр магнитного резонанса в Fe_3VO_6 наиболее полно восстановлен в работе [30]. Здесь впервые была обнаружена антиферромагнитная γ -мода с характерным для ФП-1 скачком частот в точке ОФП. В то же время из развитой в [30] теории следовало, что частота ферромагнитной σ -моды в этой точке обращается в нуль, причем без какого-либо скачка частот. Уже первые эксперименты по исследованию мягкой σ -моды в миллиметровом диапазоне волн [31] показали, что на самом деле в ее спектре существует значительная энергетическая щель, равная 17,5 ГГц. При этом температурная зависимость резонансных частот имеет вид, обычный для мягкой моды (например, подобный показанному на рис. 6).

Таким образом, высказанное в теории [30] положение о полном размягчении σ -моды не подтвердилось. Заме-

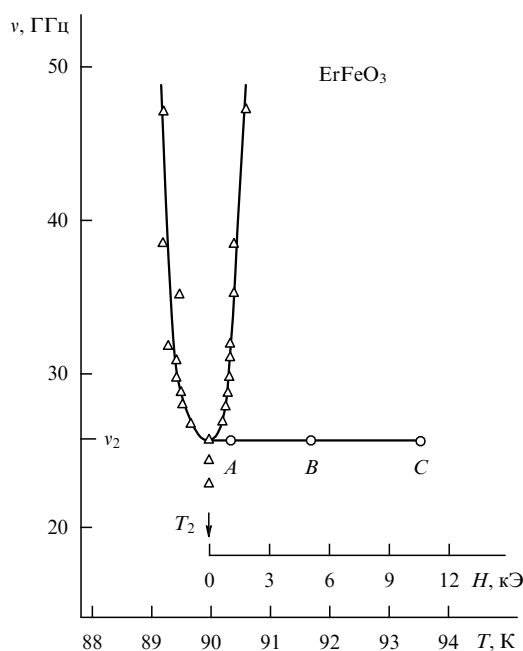


Рис. 6. Температурная зависимость частоты мягкой магнитрезонансной моды в ErFeO_3 в окрестности спонтанной переориентации $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ (Δ) и энергетической щели при индуцировании этого перехода полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ (\circ) с величиной (кЭ): А — 1, В — 5, С — 10.

тим, что, исходя из общих соображений, оно и не должно было подтвердиться, так как в точке ФП-1 (в отличие от ФП-2) энергия анизотропии, а стало быть, и частота магнитного резонанса не обращаются в нуль. Остаточная анизотропия при этом обуславливает наличие в точке ФП-1 конечной частотной щели. Следовательно, обнаруженная в [31] энергетическая щель может иметь совсем иную природу, чем в случае ФП-2. Если остаточная анизотропия велика, то она может полностью маскировать тонкие механизмы формирования щели, происходящие как от динамического взаимодействия различных колебательных подсистем [15, 16], так и от релаксационной моды [4, 5]. Поэтому полученный на этом этапе экспериментальный результат мог быть объяснен, по крайней мере, тремя способами. Один из них игнорирует механизмы [4, 5, 15, 16], так как обычно в случае ФП-1 щель определяется остаточной анизотропией, а сама окрестность перехода характеризуется определенным интервалом лабильности фаз. Экстраполяция температурных зависимостей (по обе стороны от ОФП) к нулевой частоте дает для фаз Γ_2 и Γ_4 значения температур лабильности соответственно 419 и 410 К. Другая возможность происхождения щели состоит в том, что она полностью определяется механизмами [4, 5, 15, 16] при нулевом интервале лабильности. Эта ситуация означала бы, что здесь ФП-1 близок к ФП-2. Третья возможность — комбинация первых двух, когда в величину щели дают вклады как указанные механизмы, так и остаточная анизотропия.

Недостаточная разрешающая способность использованной в [31] методики не позволила сделать однозначное заключение о наличии или отсутствии скачка частот в точке ОФП. Поэтому в дальнейшем были поставлены новые эксперименты [32] с использованием модифицированной методики и уже с целями, соответствующими данной работе. О них будет идти речь в последующих разделах.

Остановимся еще на магнитоакустических измерениях в окрестности спонтанного перехода $\Gamma_2 - \Gamma_4$ в Fe_3VO_6 . Соответствующие эксперименты [33] были выполнены в основном с целью установления характера фазового перехода. В результате были выявлены эффекты, одни из которых говорили в пользу ФП-1, а другие — в пользу ФП-2. Отсюда сделан вывод о том, что спонтанный ОФП в Fe_3VO_6 является по характеру пограничным между ФП-1 и ФП-2. Необычный эффект, обнаруженный в этом эксперименте, состоит в том, что, в отличие от всех известных ультразвуковых измерений на РЗОФ, здесь в точке ОФП наблюдается уменьшение затухания проходящего через образец звука. Скорость активной звуковой волны при этом, как и следовало ожидать, уменьшается, хотя и незначительно — всего на 0,2 %.

2.2.2. Температурно-полевые зависимости энергетических щелей в Fe_3VO_6 при индуцированных переходах $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$. Как видно из вышеизложенного, вывод о том, что в реальных экспериментах вклады прецессии и продольных колебаний намагниченности в динамику переориентации всегда следует рассматривать как сосуществующие и конкурирующие, не возникал до тех пор, пока спин-волновая [15, 16] и термодинамическая [4, 5] модели апробировались в опытах, выполненных в существенно различных условиях. Эти условия дикто-

вались свойствами конкретных магнетиков, используемых в измерениях. И хотя почти во всех случаях это были РЗ ортоферриты с практически одинаковыми температурами упорядочения железа $T_N = 620 - 640$ К, решающим оказалось различие их статических характеристик в области переориентации. При сопоставлении результатов соответствующих экспериментов оказалось, что опыты, в отдельности подтверждающие одну и другую модели, выполнены в разных диапазонах температур и магнитных полей. В результате, спин-волновая модель достаточно хорошо описывала наблюдаемую на опыте динамику магнетиков лишь вблизи спонтанных переходов или индуцированных сравнительно малым полем ($H < 10$ кЭ) при температурах индуцированной переориентации $T_{IR} \ll T_N$, тогда как термодинамическая модель впервые была подтверждена при $T_{IR}/T_N > 0,3 - 0,6$ в полях $H > 60$ кЭ [4]. Последнее обстоятельство позволяет трактовать существенную роль продольной восприимчивости как эффект сильного поля. Однако проведенный нами анализ всей совокупности экспериментов, посвященных исследованию динамики при индуцированной переориентации, показывает, что сам факт проявления продольных колебаний в резонансных свойствах не зависит от величины H , хотя абсолютная величина приращения щели в поле, предсказываемая теорией [4, 5], безусловно, возрастает с полем. Соотношение вкладов в динамику от прецессии и продольных колебаний коррелирует скорее с величиной относительной температуры индуцированной переориентации $\tau_{IR} = T_{IR}/T_N$, которая при $H = 0$ тождественна значению τ_{SR} . На примере Fe_3VO_6 мы покажем, что продольные колебания при сравнительно большой величине τ_{SR} , присущей этому соединению, дают ощутимый вклад в динамику даже при $H = 0$. Прежде всего отметим некоторые технические и методические особенности данных измерений.

Образец Fe_3VO_6 объемом около $2,5 \text{ мм}^3$ имел форму, близкую к изображенной на вставке рис. 7. Он наклеивался *ас-плоскостью* в центре поршня, закорачивающего прямоугольный волновод с типом СВЧ-колебаний H_{10} . Оптимальной взаимной ориентацией векторов ферромагнетизма \mathbf{F} и магнитной составляющей СВЧ-поля \mathbf{h} для регистрации мягкой ферромагнитной моды является $\mathbf{F} \perp \mathbf{h}$. Однако, чтобы иметь возможность, не изменяя геометрию эксперимента и не переставляя образец, проводить измерения в точках переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$, вектор \mathbf{h} располагался под углом 45° к осям кристалла \mathbf{a} и \mathbf{c} .

Измерения проводились на спектрометре прямого усиления в режиме отраженной мощности. При этом имелась возможность записывать резонансное поглощение как путем сканирования температуры при $H = \text{const}$, так и путем сканирования поля при $T = \text{const}$.

Основные результаты получены в режиме изменения температуры при фиксированных значениях поля, модулированного с частотой 39 Гц. В этом случае на ряде частот в диапазоне 12–26 ГГц записывалась производная сигнала поглощения по температуре. По совокупности этих записей восстанавливались температурные зависимости магниторезонансных частот при каждом заданном значении H . Применение модуляционной методики позволило более чем на порядок повысить чувствительность и разрешающую способность спектрометра по сравнению с достигнутой в опытах [31].

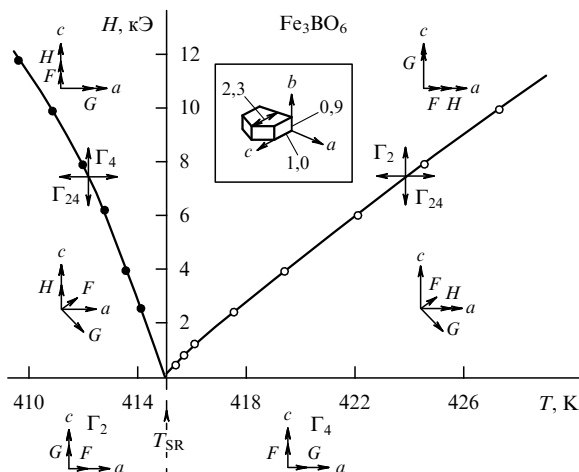


Рис. 7. Фазовая H – T диаграмма и структура индуцированных полем фазовых переходов в Fe_3BO_6 : Γ_4 – Γ_{24} в поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ (●) и Γ_2 – Γ_{24} в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ (○). Внизу показана структура спонтанного перехода Γ_2 – Γ_4 (при $H = 0$), T_{SR} — температура спонтанного перехода. На вставке — форма и характерные линейные размеры образца в мм.

На рисунке 7 представлен низкополевой фрагмент фазовой H – T -диаграммы Fe_3BO_6 , соответствующей точкам завершения переориентации Γ_4 – Γ_{24} – Γ_2 в поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ (при $T < T_{\text{SR}}$) и Γ_2 – Γ_{24} – Γ_4 в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ (при $T > T_{\text{SR}}$). Показаны также структуры этих переходов. Диаграмма получена из приведенных на рис. 8 результатов высокочастотных измерений. Каждая точка на рис. 7 соответствует положению минимальной частоты мягкой магниторезонансной моды по температуре и полю. Вертикальными и горизонтальными стрелками условно показаны два способа пересечения линий H – T -диа-

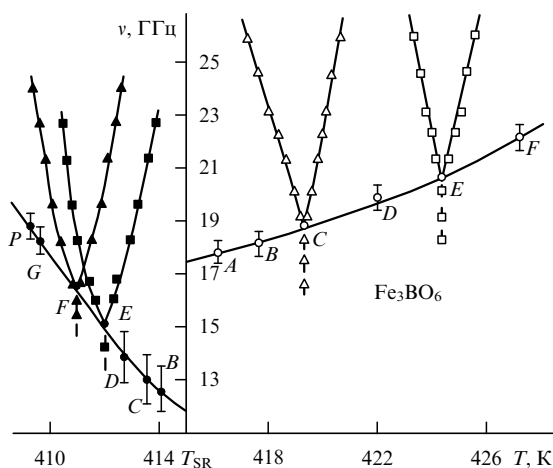


Рис. 8. Температурные зависимости частот мягкой моды и энергетических щелей в точках завершения переориентации в Fe_3BO_6 . Характерные зависимости частот мягкой моды в поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ величиной 8 кЭ (■), 10 кЭ (▲) и в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ величиной 4 кЭ (△), 8 кЭ (□). Зависимости щели в точке завершения спиновой переориентации в полях $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ (●) и $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ (○). Каждая точка на температурных зависимостях щелей соответствует следующим значениям поля H (кЭ): A — 1,25, B — 2,5, C — 4, D — 6, E — 8, F — 10, G — 12, P — 12,5. Вертикальными штриховыми линиями соединены точки, соответствующие пикам поглощения от склонов резонансных линий.

граммы при записи сигналов поглощения — соответственно, при сканировании H и T . Представленная диаграмма получена при сканировании T . В этом случае каждой точке на ней соответствует заданное поле перехода, а температура перехода определяется по положению пиков поглощения от склонов резонансных линий. Это положение, как видно из рис. 8, в пределах погрешности измерений не зависит от частоты, но индивидуально для каждого заданного значения H .

Приведенная здесь фазовая диаграмма Fe_3BO_6 отличается от диаграмм, типичных для РЗОФ в окрестности переходов Γ_2 – Γ_4 , тем, что здесь границы фаз не пересекаются (ср., например, с рис. 1). Тот факт, что линии фазовых переходов второго рода сходятся в одной точке при $H = 0$, $T = T_{\text{SR}}$, где реализуется фазовый переход первого рода Γ_2 – Γ_4 , является уникальным. Это означает, что спонтанный ФП-1 (его структура показана в нижней части рис. 7) можно одновременно рассматривать как ФП-2 Γ_2 – Γ_{24} – Γ_4 , у которого границы T_1 , T_2 — начала и окончания переориентации — совпадают. Заметим, что в РЗОФ ширина области угловой фазы Γ_{24} при спонтанных переходах $\Delta T = T_1 - T_2$ обычно находится в пределах от нескольких до десятков градусов. Поскольку у них спонтанные переходы Γ_2 – Γ_{24} и Γ_4 – Γ_{24} происходят как ФП-2, то при этом всегда $\Delta T > 0$. Здесь же мы фактически имеем ситуацию, соответствующую $\Delta T = 0$, что, в свою очередь, позволяет считать реализуемый в Fe_3BO_6 спонтанный ФП-1 Γ_2 – Γ_4 близким к ФП-2. Эта точка зрения, основанная на результатах высокочастотных [31] и ультразвуковых [33] измерений, уже высказывалась выше. В связи с этим отметим расчет магниторезонансных частот в Fe_3BO_6 [30], из которого следует, что в точке спонтанного перехода Γ_2 – Γ_4 отсутствует как энергетическая щель, так и характерный для ФП-1 скачок частот в спектре мягкой моды. Как отмечалось выше, в опытах [31] все же была обнаружена значительная энергетическая щель, хотя скачок частот, в самом деле, не был зафиксирован. Последнее обстоятельство, как теперь стало ясно, связано с недостаточной разрешающей способностью методики, использованной в экспериментах [31], и скачок частот, как показали более поздние измерения [32], существует. Однако это не отражается на выводе о том, что здесь мы имеем дело с ФП-1, близким к ФП-2.

На рисунке 8 приведены примеры температурных зависимостей частоты мягкой моды в магнитном поле разной величины и ориентации. Минимальная частота каждой такой зависимости есть энергетическая щель ν_{IR} в точке завершения индуцированной полем переориентации при $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ или $\mathbf{H}||\mathbf{c}$. По совокупности результатов таких измерений восстановлены температурные зависимости щели ν_{IR} , которые также приведены на рис. 8. Их экстраполяция к точке спонтанного перехода Γ_2 – Γ_4 со стороны низких температур дает значение щели $\nu_{\text{SR}} = 11,8 \pm 1,5$ ГГц, а со стороны высоких — $17,5 \pm 0,5$ ГГц. Отметим, что абсолютная величина скачка частот на границе фаз значительно превышает погрешность определения щелей.

Вполне очевидно, что приведенные результаты измерений могут быть представлены и в координатах частота–поле. Это представляет интерес потому, что в таком виде опубликованы данные высокополевых измерений Fe_3BO_6 в субмиллиметровом диапазоне волн [34], которыми мы ниже воспользуемся для сопоставления с

результатами [32]. Полевые зависимости щелей, полученные в эксперименте [32], приведены на рис. 9. Выделим наиболее значимые результаты этих измерений.

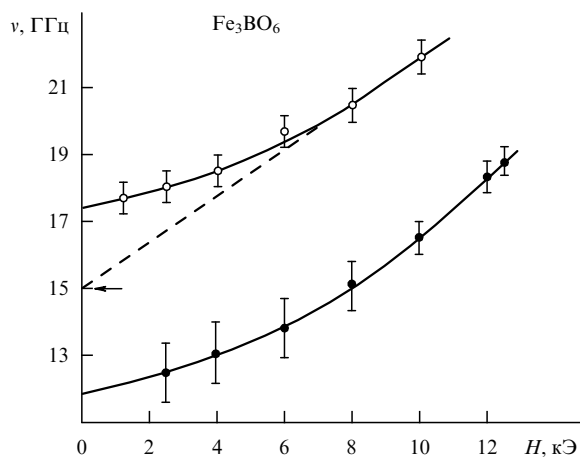


Рис. 9. Полевые зависимости щелей в Fe_3BO_6 в точках завершения спиновой переориентации $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ (●) и $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ (○) соответственно в полях $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ и $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Стрелкой показано значение щели $15 \pm 1,5$ ГГц в точке спонтанного перехода $\Gamma_2-\Gamma_4$, полученное путем экстраполяции ее полевой зависимости, измеренной в работе [29], из области $H = 40-80$ кЭ. Штриховая линия — линейная экстраполяция приведенной здесь полевой зависимости щели на линии перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ из области $H > 8$ кЭ к точке $H = 0$.

1. В отличие от всех предыдущих случаев, которые цитировались выше, здесь впервые обнаружено, что кривые температурной и полевой зависимости энергетических щелей на линии фазовых переходов подходят к точке $T = T_{\text{SR}}$, $H_{\text{IR}} = 0$ с отличными от нуля производными $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial T$ и $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial H$.

2. При любых температурах $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial H > 0$, тогда как $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial T < 0$ в области $T < T_{\text{SR}}$ и $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial T > 0$ в области $T > T_{\text{SR}}$.

3. Температурно-полевые зависимости энергетических щелей при температурах выше и ниже T_{SR} существенно различны. Их экстраполяция к $H = 0$, $T = T_{\text{SR}}$ дает разные значения щелей ν_{SR} , т.е. имеет место скачок частоты в точке спонтанного перехода $\Gamma_2-\Gamma_4$, причем обе щели ν_{SR} имеют значительные абсолютные величины.

Сопоставим эти данные с другими экспериментами и с теорией, существовавшей на момент проведения описываемых измерений. Остановимся прежде всего на последнем из перечисленных результатов. Обнаруженный скачок частот в точке спонтанного перехода не имеет непосредственного отношения к цели настоящего эксперимента, но его необходимо учитывать при интерпретации опытных данных. Этот эффект является неожиданным, так как не только не следует из расчетов магниторезонансного спектра Fe_3BO_6 , но в теории [30] его отсутствие специально обосновывается, хотя, как известно, подобный скачок является характерным признаком ФП-1.

Поскольку магнитное поле переводит ФП-1 в ФП-2, то в соответствии с существующими представлениями указанный скачок частот в поле должен исчезать. Что тогда означает его сохранение при такой трансформации характера перехода в Fe_3BO_6 ? Можно допустить, что в

сравнительно малом поле, т.е. уже в условиях индуцированного ФП-2, но вблизи спонтанного ФП-1, это есть своеобразная память о последнем переходе. Это напоминает ситуацию, когда в наклонном поле энергетические щели ν_1 , ν_2 превращаются просто в минимальные частоты, как своеобразную память об исчезнувшем ФП-2, когда при любых величинах H , T реализуется только угловая фаза Γ_{24} (см., например, рис. 2). Таким образом, анизотропия энергетической щели в магнитном поле наведена близостью к ФП-1. Это влияние можно объяснить тем, что в Fe_3BO_6 спонтанный ФП-1 по природе близок к ФП-2. В результате индуцированный сравнительно малым полем переход второго рода становится неустойчивым, и тем больше, чем ближе (по T и H) он находится к точке спонтанного ФП-1.

В пользу такого объяснения результатов говорит и экстраполяция температурно-полевых зависимостей щелей к точке спонтанного перехода из областей T и H , максимально от нее удаленных. Для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ воспользуемся результатами измерений [34] при $H > 8$ кЭ и $T > 425$ К, экстраполяция которых к нулевому полю дает значение $\nu_{\text{SR}} \cong 15$ ГГц (рис. 9). Для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ предпочтительнее воспользоваться данными работы [29], в которой полевые зависимости щели восстановлены в интервале $H = 40-80$ кЭ, $T = 290-380$ К. Экстраполяция их к нулевому полю дает практически такое же значение щели в точке спонтанного перехода. При всей грубости этого приема можно, тем не менее, заметить, что тенденция к совпадению полученных таким способом щелей является логичной, так как указанная экстраполяция проводится из областей, где ФП-2 уже достаточно устойчив. А для него отсутствие скачка частот на границе фаз является фундаментальным свойством. Именно это значение ν_{SR} следует считать стартовой щелью, т.е. присущей спонтанному ОФП. Но в Fe_3BO_6 она является общей исходной щелью при индуцировании ОФП как полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$, так и $\mathbf{H}||\mathbf{c}$. Для РЗОФ это означало бы, что $\nu_1 = \nu_2$. Градиент указанной щели по полю составляет $0,7$ ГГц кЭ⁻¹ (штриховая линия на рис. 9), тогда как экстраполяция полевых зависимостей щелей к нулевому полю из области $1-3$ кЭ для обоих переходов дает величины $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial H \cong 0,2$ ГГц кЭ⁻¹ (сплошные линии на этом же рисунке). Но, так или иначе, в любом случае имеем $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial H > 0$ даже при $H = 0$. А в полях $10-12$ кЭ приращение стартовых щелей уже в несколько раз превышает максимальную погрешность измерений. В какой степени представленные здесь результаты согласуются с термодинамической теорией? Обратимся к выражению (2.1). Модификация его конкретно для Fe_3BO_6 [34] не нарушает основного вывода: при $H \rightarrow 0$ щель в точке завершения индуцированной переориентации также стремится к нулю. Таким образом, ни исходная, ни модифицированная теоретические модели не соответствуют наблюдаемой на опыте динамике Fe_3BO_6 в области ОФП, когда $H \rightarrow 0$. Однако их фундаментальное свойство, $\partial \nu_{\text{IR}} / \partial H > 0$ при $H_{\text{IR}} > 0$, как свидетельство вклада в динамику продольных колебаний намагниченности и релаксации, не вызывает сомнения и является доступным тестом при идентификации этого вклада в экспериментах.

При такой относительно высокой температуре спонтанной переориентации ($\tau_{\text{SR}} \cong 0,8$) Fe_3BO_6 , казалось бы, лучше других подобных соединений подходит для сопо-

ставления с термодинамической теорией. Полевая зависимость энергетических щелей в области $H = 40-80$ кЭ, полученная в работе [34], при соответствующих относительных температурах $\tau_{\text{IR}} = 0,5-0,7$, в самом деле, превосходно объясняется этой теорией. Указанная зависимость, как уже отмечалось, практически линейна, что позволяет легко экстраполировать ее к нулевому полю. Первый из перечисленных выше результатов, по нашему мнению, действительно связан с большим значением τ_{SR} , что, в свою очередь, обуславливает значительную величину множителя $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ в выражении для щели. Из полученной в работе [5] температурной зависимости $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ для перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ в YFeO_3 можно оценить величину этого множителя и для Fe_3VO_6 . В результате для точки $T = T_{\text{SR}}$ получим $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} \approx 0,7$. Корректность обращения к результатам [4] оправдана тем, что как в YFeO_3 , так и в Fe_3VO_6 вся спиновая динамика обусловлена только подсистемой железа.

Значительная величина отношения $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ в Fe_3VO_6 даже в нулевом поле позволяет по-другому взглянуть на природу наблюдаемой здесь энергетической щели при спонтанном переходе. В представленных выше экспериментах с РЗОФ иттербия, туллия и эрбия мы имели дело с относительно низкими температурами спонтанных переходов τ_{SR} и, значит, с малыми $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$. Поэтому соответствующие результаты хорошо описывались в рамках спин-волнового приближения, учитывающего лишь прецессию. Если следовать логике перераспределения парциальных вкладов прецессии и продольных колебаний в зависимости от τ_{SR} , то следует допустить, что в Fe_3VO_6 даже стартовая щель в значительной мере формируется за счет последних. Внешним признаком этого может служить отличие от нуля производной $\partial v_{\text{IR}}/\partial H$ при $H = 0$. Возрастание поля $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ или $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ увеличивает амплитуду этого вклада. Но наличие внешнего магнитного поля ни в коем случае не является обязательным условием участия продольных колебаний намагниченности в формировании спиновой динамики переориентации. И только в этом смысле обусловленный ими парциальный вклад в величину щели не является эффектом сильного поля. Конечно, это не следует из существующей термодинамической модели, в которой не только $v_{\text{IR}} \rightarrow 0$, но и $\partial v_{\text{IR}}/\partial H \rightarrow 0$ при $H \rightarrow 0$. Вопрос о конкретном соотношении вкладов прецессии и продольных колебаний при $H \rightarrow 0$ требует, разумеется, специальных расчетов, особенно, когда ожидаемые вклады сравнимы по величине. Пока же теория дает удовлетворительный ответ только в предельных случаях: спин-волновая модель — при $T_{\text{IR}}/T_{\text{N}} \ll 1$, а термодинамическая — при $T \rightarrow T_{\text{N}}$.

Обратимся к полевым зависимостям щелей, представленным на рис. 9. Из того факта, что при $H = 0$ не только v_{IR} , но и $\partial v_{\text{IR}}/\partial H$ не обращаются в нуль, вытекает еще один аспект, который надо учитывать при описании реально наблюдаемой динамики в большинстве подобных соединений. Заключается он в следующем. Исходная теория [4] развита на базе YFeO_3 , в котором спонтанные ОФП не реализуются и резонансная мода в нулевом поле размягчается в единственной точке $T = T_{\text{N}}$. Применительно к YFeO_3 данная теория справедлива без ограничений. Распространение ее на DyFeO_3 [4] оказалось возможным лишь в области температур, существенно превышающих T_{SR} . Таким образом, как в YFeO_3 , так и в DyFeO_3 во всем диапазоне рабочих температур, где

становится ощутимой роль продольных колебаний, поле перехода отлично от нуля. Возникает вопрос: как описать ситуацию, когда H_{IR} обращается в нуль не только при $T = T_{\text{N}}$, но и в некоторой промежуточной точке в интервале температур $(0-T_{\text{N}})$? В соединениях с малыми τ_{SR} вклад продольных колебаний в величину щели может проявиться в сравнительно сильном поле при соответствующем возрастании T_{IR} . Это имело место, например, в DyFeO_3 [4] в полях $H > 40$ кЭ при $T = 100-400$ К. В этой ситуации вклад продольных колебаний в динамику магнетика в области ОФП действительно можно считать эффектом сильного поля. Новый аспект в экспериментах с Fe_3VO_6 , на который мы уже обращали внимание, состоит в том, что здесь спонтанный переход происходит при больших τ_{SR} , благодаря чему даже в поле $H = H_{\text{IR}} \rightarrow 0$ приращение $\Delta v_{\text{SR}} \neq 0$.

2.3. Динамика магнетиков вблизи ориентационного перехода в условиях преобладания продольной восприимчивости над поперечной

В простейшем случае двухподрешеточных антиферромагнетиков (например, MnF_2 , $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$), или слабых ферромагнетиков (например, YFeO_3 , Fe_3VO_6) индуцированные полем переходы происходят в условиях, когда обменная энергия существенно превышает энергию магнитной анизотропии. Поэтому в таких соединениях реализуется классическая ситуация, когда отношение $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ не может быть больше единицы. Да и то значение $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} = 1$ достигается лишь при $T = T_{\text{N}}$, т.е. когда вещество переходит в парамагнитное состояние. Об этом уже упоминалось выше в связи с обсуждением экспериментов на YFeO_3 и DyFeO_3 . Такая же ситуация, безусловно, имеет место и во всех остальных РЗОФ, если иметь в виду лишь подсистему спинов железа.

В ErFeO_3 , оказывается, можно реализовать обратное по сравнению с остальными РЗОФ соотношение энергий обмена и анизотропии. Это, в свою очередь, дает возможность индуцировать в нем своеобразный метамгнитный переход, отличительным свойством которого является необычно высокая продольная восприимчивость. Рассмотрим магнитрезонансные и акустические свойства ортоферрита эрбия вблизи этого ОФП.

2.3.1. Частотно-полевые зависимости энергетической щели и восприимчивости при метамгнитном переходе в ErFeO_3 .

Обменные взаимодействия $d-d$, $d-f$, $f-f$ в ErFeO_3 играют различную роль в формировании его статических и динамических свойств в разных температурных областях. Эволюция магнитной структуры этого ортоферрита хорошо известна. В нем реализуется целый каскад спонтанных ОФП. Кроме уже упоминавшегося перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}-\Gamma_4$, в области гелиевых температур происходит еще одна спонтанная переориентация — $\Gamma_2(F_x G_z) - \Gamma_{12}(F_x G_{zy})$. По структуре этот переход является комбинированным: "порядок-порядок" в подсистеме железа и "беспорядок-порядок" в подсистеме эрбия. Состоит он в том, что при $T < T_{\text{N}2} \approx 4$ К начинается вращение вектора антиферромагнетизма железа \mathbf{G} в bc -плоскости и одновременно происходит антиферромагнитное упорядочение спинов эрбия вдоль оси c . Из-за большой одноионной анизотропии эрбия, значительно превосходящей энергию обменного $f-f$

взаимодействия, редкоземельную подсистему можно рассматривать как метамгнетик. Поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ (т.е. направленное по оси антиферромагнетизма ионов эрбия) может вызвать метамгнитный переход, заключающийся в схлопывании магнитных моментов ионов эрбия [35]. Динамика ортоферрита эрбия вблизи этого перехода и будет нас интересовать в дальнейшем. На рисунке 10 приведен фрагмент фазовой $H-T$ -диаграммы, полученной методом диэлектрического резонанса [36] на сферическом образце диаметром $d = 1,8$ мм, который в дальнейшем был уменьшен в диаметре до $d = 0,9$ мм и использовался в магниторезонансных экспериментах. Основные параметры приведенной диаграммы: температура упорядочения эрбия $T_{N2} = 3,9 \pm 0,1$ К, температура трикритической точки $T_t = 2,7 \pm 0,1$ К, поле трикритической точки $H_t = 4,1 \pm 0,1$ кЭ. Поскольку интересующая нас область ФП-2, как известно [35], реализуется только в интервале $(T_t - T_{N2})$, то исследование динамических свойств достаточно провести в области температур $T = 2,7-4$ К и полей $H = 0-4,1$ кЭ.

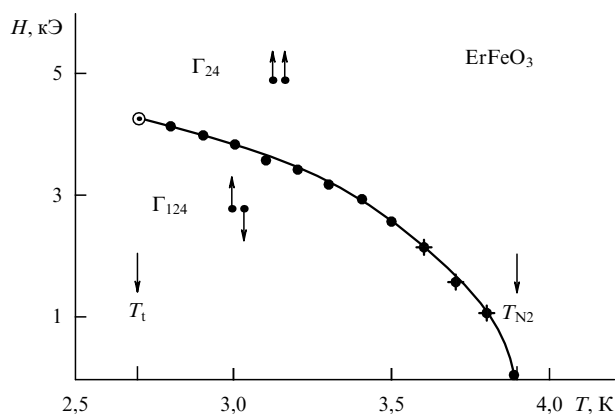


Рис. 10. Фазовая $H-T$ диаграмма ErFeO_3 при метамгнитном переходе $\Gamma_{24}-\Gamma_{124}$ в подсистеме эрбия при $\mathbf{H}||\mathbf{c}$. Жирными стрелками схематически показаны направления намагниченностей подрешеток эрбия по обе стороны от линии перехода. $T_{N2} = 3,9$ К — температура спонтанного перехода $\Gamma_2-\Gamma_{12}$; \odot — трикритическая точка с температурой $T_t = 2,7$ К.

Температурная зависимость частоты мягкой магниторезонансной моды впервые была установлена в работе [19]. К настоящему времени объяснены качественные и количественные характеристики этой зависимости, выяснена природа этой моды. Твердо установлено, что она обусловлена колебаниями спинов эрбия. Поскольку в контексте данной статьи нас будет интересовать лишь температурно-полевая зависимость щели, а не сам магниторезонансный спектр, то мы не будем здесь приводить его еще раз. Воспользуемся лишь величиной энергетической щели $\nu_{N2} = 26,1 \pm 0,2$ ГГц в этом спектре, измеренной в точке спонтанного перехода $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ при $T_{N2} = 3,9$ К, и проследим, что происходит с этой щелью на линии метамгнитного перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_{124}$.

Как видно из рис. 11, ν_{N2} начинает резко возрастать при понижении температуры и соответствующем возрастании поля $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ [37]. На линии ФП-2 щель увеличивается от 26,1 ГГц при $T = T_{N2}$ до 38 ГГц в точке $T = T_t$, проходя через незначительный максимум. Как можно объяснить возрастание щели при данном индуцированном переходе? Обратим внимание на то, что условия

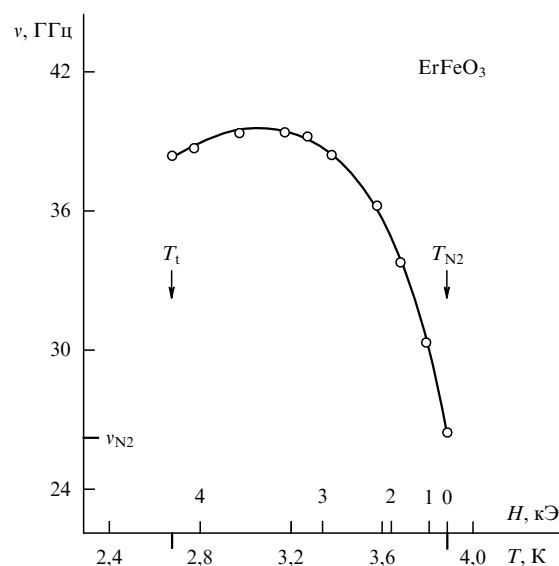


Рис. 11. Температурно-полевая зависимость энергетической щели при метамгнитном переходе $\Gamma_{24}-\Gamma_{124}$ в подсистеме эрбия в ErFeO_3 при $\mathbf{H}||\mathbf{c}$.

реализации этого перехода по соотношению температур переориентации и упорядочения значительно отличаются от таковых у всех рассмотренных выше ОФП в РЗОФ. Если для подсистемы железа в ErFeO_3 $T_2/T_{N1} \ll 1$, то у эрбия это соотношение меняется от $T_t/T_{N2} \cong 0,7$ в трикритической точке до 1 при $T = T_{N2}$. В подсистеме железа это соответствовало бы изменению $\chi_{||}/\chi_{\perp}$ от 0,7 до 1 [5] и ощутимому возрастанию щели. Тот факт, что на линии метамгнитного перехода она, в самом деле, растет, стимулировал проведение соответствующих измерений восприимчивости.

Характерным свойством метамгнетиков является чрезвычайно высокая продольная восприимчивость при исчезающе малой поперечной. Чисто формальное обращение к модели [4] дает основание ожидать в этом случае соответствующего увеличения щели. Хотя метамгнитный переход в подсистеме эрбия происходит на фоне спиновой переориентации подрешеток железа, продольная восприимчивость здесь определяется в основном подсистемой эрбия, так как при гелиевых температурах вклад железа в намагниченность ErFeO_3 незначителен [38, 39]. Поэтому все приведенные ниже результаты измерений характеризуют именно подрешетки эрбия, продольная восприимчивость которого может быть измерена непосредственно. Включение поля $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ переводит ферромагнитную структуру эрбия в ферримгнитную и, в конечном счете, вызывает схлопывание его подрешеток при достижении поля $H = H_{IR}$. Измерения статической восприимчивости при этом переходе проведены в работе [34]. Было установлено, что внешняя восприимчивость на линии перехода растет при понижении температуры и увеличении поля, достигая в точке $T = T_t$ своего максимального значения, близкого к $3/(4\pi)$ — обратной величине размагничивающего фактора сферического образца (рис. 12а). В этом уже прослеживалась вытекающая из [4] связь между продольной восприимчивостью и щелью. Но, поскольку в данной работе исследуются динамические эффекты, логичнее было обратиться к высокочастотной восприимчивости.

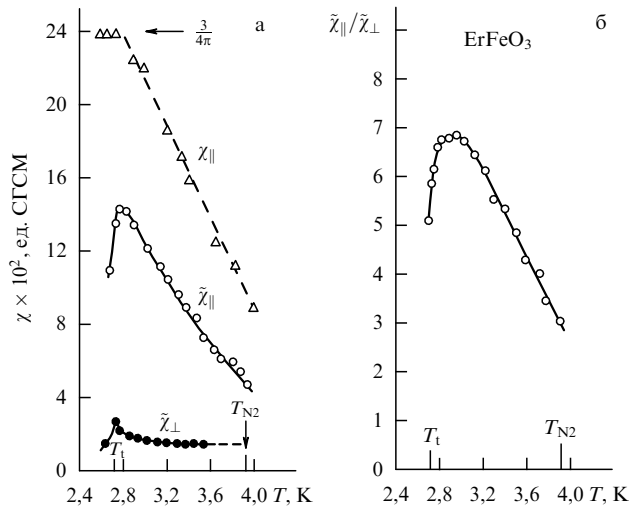


Рис. 12. Температурные зависимости на линии метаманитного ФП-2 в подсистеме эрбия в ErFeO_3 : продольной статической восприимчивости $\chi_{||}$ (Δ), продольной высокочастотной восприимчивости $\tilde{\chi}_{||}$ (\circ), поперечной высокочастотной восприимчивости $\tilde{\chi}_{\perp}$ (\bullet) (а), а также отношения $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ (б).

Измерения продольной $\tilde{\chi}_{||}$ и поперечной $\tilde{\chi}_{\perp}$ высокочастотных восприимчивостей выполнены соответственно в полях $\mathbf{H}||\mathbf{c}$, $\mathbf{h}||\mathbf{c}$ и $\mathbf{H}||\mathbf{c}$, $\mathbf{h}||\mathbf{a}$ методом диэлектрического резонанса [36] на частотах миллиметрового диапазона волн, т.е. существенно более низких по сравнению с характерными для данных экспериментов магнитрезонансными частотами. Последнее обстоятельство позволяет отождествлять измеренную таким способом высокочастотную восприимчивость со статической χ при проведении качественного сравнения теории и эксперимента. Было обнаружено, что $\tilde{\chi}_{||}$ на линии перехода монотонно растет, достигая максимума также при $T = T_1$. Но на температурной зависимости отношения $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ появляется максимум вблизи $T = 3$ К (рис. 12а, б).

Из сравнения рис. 11 и 126 видна выраженная корреляция температурных зависимостей $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ и щели v_{N2} . В качественном отношении это соответствует модели [4]. Обратим внимание на то, что здесь $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ достигает значения ~ 7 (рис. 12б), тогда как при обычной переориентации подрешеток железа $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ предельная величина $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ по определению не может быть больше единицы. Это связано со специфическим различием индуцированных переходов $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_{24} - \Gamma_{124}$. При возрастании T в точке T_{N1} реализуется переход "порядок-беспорядок" в чистом виде — железо из слабо ферромагнитной фазы переходит в парамагнитную. Такого же типа переход в подсистеме эрбия фактически является переходом "антиферромагнетик-ферромагнетик". Отсюда и отличие в поведении восприимчивостей: максимальное значение $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp} = 1$ по железу достигается в точке его упорядочения T_{N1} , тогда как $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}$ в точке упорядочения эрбия T_{N2} , наоборот, минимально (~ 3). Если принять, что магнитное поле, как линейный множитель в выражении для щели (2.1), играет одинаковую роль в формировании как v_2 , так и v_{N2} , то можно отметить следующее. Тогда как в точке $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ эффект возрастания щели v_2 в поле не был обнаружен даже при $H = 10$ кЭ, при метаманитном переходе он ярко выражен: уже при $H \approx 4$ кЭ щель возрастает в 1,5 раза.

Поэтому при сопоставлении динамики ортоферрита эрбия в области указанных переходов увеличение энергетической щели в поле следует связывать именно с величиной продольной восприимчивости. Для объяснения полученных в этой части результатов на количественном уровне непригодны обе упоминавшиеся модели. Кроме указанных выше недостатков, в них, естественно, не учтена специфика перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_{124}$, основой которой является его комбинированный характер. Максимум на температурной зависимости $v_{N2}(T)$ может быть результатом как этой специфики, так и аддитивного суммирования парциальных вкладов в формирование щели от механизмов [5] и [15]. Корректное объяснение этой особенности на количественном уровне в рамках существующих теорий пока исключено. Однако ее наличие не затрагивает основной результат данного эксперимента: величина $v_{N2}(T)$ коррелирует с $\tilde{\chi}_{||}/\tilde{\chi}_{\perp}(T)$. Это является наиболее убедительным свидетельством того, что приращение щели при метаманитном переходе в ErFeO_3 связано в основном с продольными колебаниями намагниченности подрешеток эрбия. Сопоставляя эти экспериментальные результаты с представленными в разделе 2.1.3, можно на примере ErFeO_3 сделать важный вывод о непротиворечивости спин-волнового и термодинамического подходов. В самом деле, на одном и том же веществе продемонстрировано хорошее согласие с экспериментом как первого, так и второго подхода. При температурах $T = T_2 \ll T_{N1}$ обычный для РЗОФ переход $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ согласуется с моделью [15], согласно которой щель v_2 здесь обусловлена магнитоупругим и дипольным вкладами. В точке же метаманитного перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_{124}$ щель формируется в результате как поперечных, так и продольных колебаний намагниченности и является результатом аддитивного суммирования этих парциальных вкладов. Стартовое значение щели v_{N2} хорошо объясняется спин-волновой теорией [15], тогда как приращение v_{N2} в поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ обусловлено, скорее, продольными колебаниями намагниченности [5, 40].

2.3.2. Корреляция высокочастотных и акустических характеристик ErFeO_3 в области метаманитного перехода. Как показано в обзоре [1], в рамках спин-волнового приближения доминирующим при формировании энергетических щелей может быть магнитоупругое взаимодействие. Однако в термодинамическом (обменном) приближении, когда основную роль играют продольные колебания, энергетическая щель в точке перехода может почти на порядок превышать магнитоупругий вклад [4]. Это было установлено в опытах [5] с YFeO_3 и DyFeO_3 . Однако в отличие от этих ортоферритов в ErFeO_3 магнитоупругий вклад в формирование щели v_{N2} оказался соизмеримым с вкладом от продольных колебаний. В связи с этим можно ожидать соответствующего отклика упругой подсистемы на перераспределение ролей поперечной и продольной восприимчивостей в формировании спиновой динамики магнетиков в области метаманитного перехода. В результате, из-за динамического взаимодействия спиновой и упругой подсистем их исходные спектры колебаний должны испытывать соответствующие деформации за счет не только поперечных, но также и продольных колебаний намагниченности. Прежде чем обратиться к результатам акустических экспериментов, отметим следующее. Известно, что численные значения T_1 и T_{N2} весьма чувствительны

к примесям и к технологии выращивания монокристаллов. Образцы, использованные нами в высокочастотных и ультразвуковых экспериментах, были приготовлены из разных партий исходного сырья и несколько различались по параметрам: в первом случае $T_{N2} = 3,9 \pm 0,1$ К, $T_i = 2,7 \pm 0,1$ К; во втором — $T_{N2} = 4,1 \pm 0,1$ К, $T_i = 2,6 \pm 0,1$ К. Поле трикритической точки H_t для сферического образца (диаметром 0,9 мм), на котором проводились магниторезонансные измерения, составляло $4,1 \pm 0,1$ кЭ. Для образцов, использовавшихся в ультразвуковых экспериментах (диски диаметром 4 мм, толщиной 1,9 мм), поле H_t имело тот же порядок величины: $6 \pm 0,5$ кЭ. Поэтому совокупность измеренных нами на линии метамагнитного ОФП величин представим в зависимости от безразмерной температуры

$$\tau = \frac{T - T_i}{T_{N2} - T_i}. \quad (2.2)$$

Обращение к безразмерной температуре позволяет, таким образом, сравнивать результаты, полученные на образцах, изготовленных из разных партий сырья. Для наглядности результаты ультразвуковых измерений приведены на рис. 13 совместно с высокочастотными характеристиками, уже представленными выше на рис. 11, 12 [41]. Для данного перехода активной, т.е. взаимодействующей с магнонами, является поперечная акустическая мода с волновым вектором $\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$ и поляризацией вектора сдвиговых деформаций $\mathbf{\epsilon} \parallel \mathbf{b}$ (либо $\mathbf{q} \parallel \mathbf{b}$, $\mathbf{\epsilon} \parallel \mathbf{c}$). Аномалии ее скорости и поглощения впервые были обнаружены в экспериментах [42] и в последующее время детально исследовались [43, 44], в том числе и теоретически [15]. Их особенность — гигантские, асимметричные по отношению к T , имеющие резонансный вид уменьшение скорости ($\Delta s/s \approx 25\%$) и возрастание поглощения звука ($\Delta \Gamma \approx 100$ дБ см⁻¹), чего ни ранее, ни в последующее время не зарегистрировано ни в одном РЗ ортоферрите. На рисунке 13 $s = 3,98 \times 10^5$ см с⁻¹ — скорость активного поперечного звука вдали от перехода, которая практически одинакова при температурах как больших, так и меньших T_{N2} . Здесь представлены

температурные зависимости уменьшения скорости активной звуковой волны, а также возрастания затухания продольной (неактивной) звуковой моды на линии ФП-2. Как видно, точке спонтанного перехода ($\tau = 1$) соответствуют максимальные изменения акустических характеристик обеих звуковых мод ($\Delta s/s \approx 20\%$, $\Delta \Gamma \approx 1,2$ дБ см⁻¹). Величины $\Delta s/s$ и $\Delta \Gamma$ качественно объяснены в [1], и в целом динамика этого спонтанного перехода удовлетворительно описывается в рамках спин-волнового подхода. Подчеркнем, что в выбранной геометрии опыта исследуемые здесь звуковые моды являются соответственно поперечной и продольной не только по отношению к \mathbf{q} , но также и по отношению к вектору антиферромагнетизма ионов эрбия. Это позволяет предположить, что продольные и поперечные колебания намагниченности ионов эрбия связаны с соответствующими акустическими возбуждениями.

Как и ранее, обращаясь к индуцированному ОФП, будем рассматривать измеренные в точке спонтанного перехода величины в качестве стартовых. Тогда возможные эффекты проявления продольных колебаний намагниченности нужно искать в температурных (полевых) градиентах измеряемых параметров. При этом возможно привлечение обеих моделей. Действительно, хотя в существующем виде теория [10] развита для спонтанных переходов, в ней не заложено каких-либо специфических эффектов, связанных с полем, или ограничений относительно индуцированных переходов. В ряде случаев она успешно описывает динамику тех и других, тогда как в модели [5] спонтанные переходы вообще не рассматриваются, а предсказываемые ею эффекты обуславливаются наличием внешнего магнитного поля.

Нас в дальнейшем не будут интересовать численные значения поля в каждой точке на зависимостях рис. 13. Важно иметь в виду лишь общую тенденцию: поле на линии фазового перехода монотонно возрастает при понижении температуры (см. рис. 10).

Обратим внимание на ряд важных обстоятельств, которые следуют из приведенных на рис. 13 зависимостей. В дополнение к выводам раздела 2.3.1 о корреляции температурных зависимостей v_{N2} и $\tilde{\chi}_{\parallel}/\tilde{\chi}_{\perp}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ добавим, что в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, когда индуцированный переход имеет ту же структуру, что и спонтанный (т.е. $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$), исходная щель v_{N2} практически не меняется (точнее, даже имеет некоторую тенденцию к уменьшению при понижении T). Проведем сопоставительный анализ высокочастотных и акустических характеристик.

Прежде всего обращает на себя внимание то, что в точке спонтанного перехода экстремальны все приведенные характеристики и их градиенты по температуре (полю). С понижением температуры и соответствующим возрастанием градиенты монотонно уменьшаются (по модулю), и в области $\tau \sim 0,3 - 0,5$ все зависимости становятся практически пологими. Если не принимать во внимание незначительное уменьшение v_{N2} и $\tilde{\chi}_{\parallel}/\tilde{\chi}_{\perp}$ при понижении температуры в области $\tau \sim (0 - 0,3)$, то можно говорить о наличии корреляции динамических характеристик спиновой и упругой подсистем на линии метамагнитного ФП-2. Уже из этого следовала необходимость учета магнитоупругого взаимодействия в описании динамики ортоферритов в области индуцированных полем ориентационных переходов. До появления более совершенной и полной теории приведенные эксперименталь-

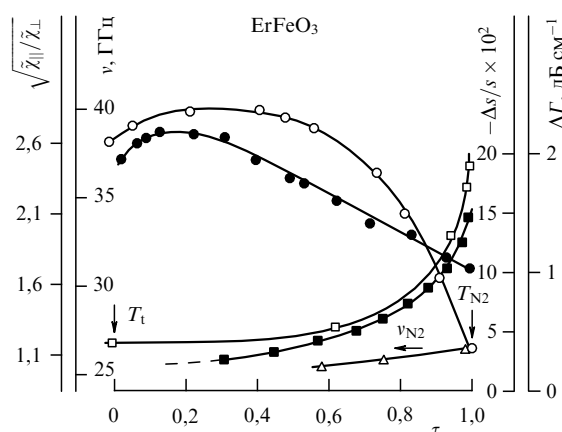


Рис. 13. Температурно-полевые зависимости различных динамических параметров на линии метамагнитного фазового перехода второго рода в ErFeO_3 : отношения высокочастотных восприимчивостей $\sqrt{\tilde{\chi}_{\parallel}/\tilde{\chi}_{\perp}}$ (●), энергетической щели при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (○), относительного изменения скорости активной поперечной звуковой моды ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{c}$, $\mathbf{\epsilon} \parallel \mathbf{b}$) $\Delta s/s$ (□), изменения затухания продольного звука $\Delta \Gamma$ (■), энергетической щели при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ (△); $\tau = (T - T_i)/(T_{N2} - T_i)$.

ные результаты можно было объяснить лишь на качественном уровне [41]. В целом они укладываются в представление о перераспределении роли поперечных и продольных колебаний намагниченности в формировании динамики ортоферритов в области переориентации.

Начнем с известного факта. Аномалия скорости звука при спонтанном переходе обусловлена связью поперечной звуковой волны с поперечными колебаниями намагниченности на собственной частоте мягкой магниторезонансной моды. Мера этой взаимосвязи показана в работе [15]. В поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ продольная восприимчивость f-подсистемы существенно превышает поперечную и при этом возрастает по мере увеличения H и понижения T в интервале от T_{N2} до T_1 . Но звуковая волна, имеющая поперечную поляризацию, не взаимодействует с продольными колебаниями намагниченности. Поэтому с понижением температуры аномалия скорости этой волны уменьшается в меру перераспределения ролей продольных и поперечных колебаний в формировании спиновой динамики, а следовательно, и уменьшения воздействия спиновой подсистемы на акустическую через магнитоупругую связь. Для подсистемы железа данная область температур, безусловно, удовлетворяет спин-волновому приближению, так как $T_{N2} \ll T_{N1}$. Изменения продольных компонент векторов \mathbf{F} , \mathbf{G} здесь практически отсутствуют. В то же время их поперечные компоненты могут участвовать в формировании динамики. Представляется, что остаточная аномалия скорости звука в интервале $\tau = (0-0,3)$, составляющая $\sim 4\%$ от s , скорее всего, связана именно с поперечными колебаниями спинов железа. В самом деле, по порядку величины она сравнима с изменением скорости активного звука в районе "высокотемпературной" переориентации железа при $T = 90-100$ К, где $\Delta s/s$ достигает $\sim 1,5\%$ [44]. Причины, по которым аномалия скорости в последнем случае может быть меньше, чем при "низкотемпературной" переориентации железа $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ подробно анализируются в [15]. Но, напротив, в TmFeO_3 , где динамика перехода $\Gamma_2-\Gamma_4$ практически полностью определяется подрешетками железа, $\Delta s/s$ достигает значения $\sim 3\%$ [45], еще более близкого к полученному здесь. К настоящему времени во многих экспериментах установлено, что акустические волны испытывают затухание (продольные в меньшей степени, поперечные в большей) при различных спин-переориентационных переходах в РЗОФ. Для нас в данном случае представляет интерес продольная волна с $\mathbf{q}||\mathbf{H}||\mathbf{c}$. Как ее затухание может быть связано с продольной восприимчивостью? В точке спонтанного перехода затухание этой волны максимально. С понижением температуры и ростом поля H уменьшается. При соответствующем выборе масштабов по осям ΔH и $\Delta s/s$ можно увидеть, что характеры зависимостей ΔH и $\Delta s/s$ от T и H практически совпадают. Наиболее очевидной причиной уменьшения затухания звука по мере продвижения к трикритической точке является возрастание жесткости магнитных подрешеток эрбия (в результате как спонтанного насыщения намагниченности при $T \rightarrow 0$, так и действия внешнего поля $\mathbf{H}||\mathbf{c}$). Хотя при этом суммарная продольная восприимчивость растет, затухание продольного звука, скорее, связано с ее флуктуирующей частью. Компонента продольной восприимчивости может быть представлена в виде суммы двух слагаемых: $\chi_{zz}^L + \chi_{zz}^F$, где χ_{zz}^L — скачок восприимчивости в точке ФП-2, предсказываемый теорией Ландау, а

χ_{zz}^F — флуктуационное возрастание восприимчивости. Для ErFeO_3 это оправдано еще и тем, что рассматриваемый ОФП является синтезом переходов двух типов: переориентации по железу и упорядочения по эрбию. В этом случае первое слагаемое отражает "жесткую" часть восприимчивости эрбия, упорядочение которого через f-d-взаимодействие и вызывает переориентацию вектора \mathbf{G} , а второе обусловлено флуктуациями z-компонент векторов ферро- и антиферромагнетизма эрбия. В работе [46] было показано, что по мере приближения к трикритической точке относительный вклад флуктуаций в величину продольной восприимчивости на линии ФП-2 убывает: теоретически $\Delta\chi_{zz}^F/\Delta\chi_{zz}^L \rightarrow 0$ при $T \rightarrow T_1$, $H \rightarrow H_1$. Абсолютное значение $\Delta\chi_{zz}^L$ растет быстрее, чем $\Delta\chi_{zz}^F$, что, в конечном счете, и вызывает возрастание роли продольной восприимчивости в формировании энергетической щели, как это следует из теории [4, 5]. Наконец, уместно обратить внимание на следующее. Поле $\mathbf{H}||\mathbf{c}$, в отличие от $\mathbf{H}||\mathbf{a}$, не только индуцирует переход, но и меняет структуру исходных фаз. Если во втором случае переход имеет, как отмечалось, ту же структуру, что и спонтанный, то при $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ он трансформируется в $\Gamma_{24}-\Gamma_{124}$. В структуре исходных фаз как железа, так и РЗ подрешеток возникают продольные по отношению к \mathbf{H} компоненты векторов ферромагнетизма железа и эрбия, характерные для представления Γ_4 . Спонтанно упорядоченный в антиферромагнитную структуру эрбий при включении поля $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ фактически становится ферромагнетиком с разностью намагниченностей подрешеток в виде z-компоненты вектора ферромагнетизма эрбия. Возможно, с изменением структуры исходных фаз и связаны максимальные градиенты приведенных на рис. 13 характеристик именно в точке такой трансформации.

2.4. Выводы по результатам экспериментальных исследований

Завершая изложение результатов экспериментального изучения динамики РЗОФ вблизи различных ОФП, сделаем некоторые общие выводы. Они получены на основе сопоставительного анализа всей совокупности опытных данных как представленных здесь, так и предшествующих исследований низкоэнергетической динамики этих веществ в области ориентационных переходов.

1. Динамика РЗОФ в области ОФП в реальных экспериментальных условиях формируется как под действием прецессии, так и продольных колебаний намагниченности. Соотношение этих двух вкладов в величинах энергетических щелей зависит от свойств (главным образом, статических) конкретного соединения.

2. Параметром, характеризующим соотношение указанных вкладов вблизи точек спонтанных переходов, может служить отношение температуры спонтанного перехода T_{SR} к температуре упорядочения T_N соответствующей спиновой подсистемы, индивидуальное для каждого конкретного магнетика. Установлено, что при величине этого отношения $\tau_{SR} < 0,15$ продольные колебания не вносят ощутимого вклада в наблюдаемую на опыте динамику.

3. При $\tau_{SR} > 0,7$ вклад продольных колебаний намагниченности обнаруживается даже в слабых полях. При этом энергетическая щель в точке перехода может быть результатом аддитивных и сравнимых по величине вкладов со стороны спин-волновых и термодинамических механизмов.

4. При наличии в магнетике двух спиновых подсистем, что характерно для РЗОФ, природа мягкой моды в точке перехода никак не влияет на перераспределение вкладов от прецессионного и продольного движений намагниченности в величину энергетической щели.

5. Стартовая щель (значение щели при $T = T_{SR}$ и $H = 0$) при достаточно большой величине τ_{SR} (когда влияние продольных колебаний уже не маскируется иными механизмами формирования щели) всегда растет с увеличением поля, но соответствующая температура перехода при этом может как повышаться, так и понижаться. Отсюда следует, что термодинамическая теория [3–5] в существующем виде может адекватно описывать только результаты высокопольных экспериментов, когда величина щели в основном определяется магнитным полем и продольной восприимчивостью.

6. Обнаруженная корреляция различных динамических характеристик на линии метамагнитного перехода в ортоферрите эрбия — высокочастотной восприимчивости, энергетической щели, скорости и затухания звука — указывает на необходимость учета магнитоупругого взаимодействия также и при термодинамическом описании спиновой динамики в области ориентационных переходов. Этот учет важен еще и потому, что переориентация в большинстве РЗОФ происходит в области температур, где строго "не работают" ни спин-волновое, ни термодинамическое приближение.

7. Из последнего вывода вытекает актуальная необходимость создания новой, более полной и универсальной теории динамических свойств магнетиков вблизи ОФП, пригодной для произвольных значений температуры и поля. Тогда существующие спин-волновая и термодинамическая модели могли бы быть ее предельными случаями соответственно при $T \rightarrow 0$ и $T \rightarrow T_N$. При этом в отношении большинства наблюдаемых в эксперименте мягких мод придется принять непривычное утверждение о том, что они не могут быть классифицированы ни как чисто релаксационные, ни как обусловленные лишь прецессионным движением, ни как моды исключительно спинового происхождения. Более того, мягкие магниторезонансные моды (в классическом понимании) не только никогда не наблюдаются в реальном эксперименте, но и в принципе не могут наблюдаться в силу ограничений фундаментального характера (например, из-за спонтанно нарушенной симметрии [17]). Весь обзор [1] фактически посвящен экспериментальному и теоретическому доказательству того, что на практике (даже без учета продольных колебаний) всегда имеет место система связанных колебаний. Роль продольных колебаний намагниченности в формировании динамики магнетиков в области спиновой переориентации установлена в представленных здесь экспериментах.

3. Теория

Экспериментальная часть настоящего обзора посвящена исследованию динамических свойств магнетиков со сложной многоподрешеточной структурой. В настоящее время теория, учитывающая влияние продольных колебаний намагниченностей подрешеток и их релаксации на спектр спиновых и связанных магнитоупругих волн, развита только для простейших магнитоупорядоченных веществ — ферромагнетика и двухподрешеточного антиферромагнетика [6, 7]. Однако, как мы увидим ниже, эта

теория носит более общий характер и оказывается достаточной для качественного описания всех рассмотренных выше экспериментальных результатов для сложных магнетиков — РЗОФ и им подобных. Перейдем к изложению этой теории.

3.1. Влияние релаксации намагниченности на спектр спиновых и упругих колебаний ферромагнетика в области ориентационного фазового перехода

В ферромагнетиках в магнитоупорядоченном состоянии в бездиссипативном приближении колебания поперечных компонент намагниченности представляют собой спиновые волны [47]. Спиновые волны можно рассматривать как прецессию намагниченности вокруг направления эффективного магнитного поля. При учете диссипации в магнитной подсистеме спиновые волны являются затухающими. В этом случае существуют и продольные колебания намагниченности. Они являются релаксационными. Обычно диссипация в магнетиках мала, поэтому спиновые волны рассматриваются как слабозатухающие. Это имеет место, если ферромагнетик находится вдали от точек ОФП, когда действительные части частот спиновых волн ω_{pr} намного превосходят мнимые части $|\omega_r|$: $\omega_{pr} \gg |\omega_r|$. Однако, как будет показано ниже, вблизи ОФП (точка ОФП обычно определяется условием $\omega_{pr} \rightarrow 0$) действительная часть частоты спиновых волн может стать меньше мнимой части, что, конечно же, повлияет на частотный спектр колебаний ферромагнетика.

Следуя работам [6, 48], выясним, как влияет релаксация намагниченности ферромагнетика на его магнитные и упругие колебания в области ОФП и магнитного фазового перехода типа порядок–беспорядок (точки Кюри).

3.1.1. Основное состояние, уравнения движения и дисперсионное уравнение ферромагнетика. Для примера рассмотрим двухосный ферромагнетик, изотропный по упругим и магнитоупругим свойствам, плотность свободной энергии которого имеет вид

$$F = \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2} A M^2 + \frac{1}{4} B M^4 + \frac{1}{6} C M^6 + \frac{1}{2} \beta_1 M_x^2 + \frac{1}{2} \beta_2 M_y^2 + \frac{1}{2} \beta_3 M_z^2 - \mathbf{M} \mathbf{H} + \frac{1}{2} b_0 M^2 u_{ii} + \frac{1}{2} b_1 M_i M_k u_{ik} + \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2, \quad (3.1)$$

где α , A , B , C , β , b — постоянные обмена, анизотропии и магнитострикции соответственно, \mathbf{M} — намагниченность ферромагнетика, \mathbf{H} — напряженность внешнего магнитного поля, \dot{u} — тензор деформаций, λ и μ — коэффициенты Ламэ.

Не ограничивая общности, рассмотрим далее случай $\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$ и основное состояние ферромагнетика, в котором $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$. Эта фаза устойчива при

$$\begin{aligned} \beta_2 - \beta_1 + \frac{H}{M} &\geq 0, \\ \beta_3 - \beta_1 + \frac{H}{M} &\geq 0, \\ 2\tilde{B}M^2 + 4CM^4 + \frac{H}{M} &\geq 0, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где величина M определяется из уравнения

$$(A + \beta + \tilde{B}M^2 + CM^4)M = H, \quad (3.3)$$

а \tilde{B} — перенормированная магнитоупругим взаимодействием обменная постоянная:

$$\tilde{B} = B - \frac{b_0 b_1 + 3b_0^2/2 + b_1^2(\lambda + \mu)/(2\mu)}{3\lambda + 2\mu}. \quad (3.4)$$

Тензор равновесных деформаций $u_{ik}^{(0)}$ в фазе $\mathbf{M}||\mathbf{H}||\mathbf{x}$ имеет вид

$$u_{ik}^{(0)} = -\frac{2b_0\mu - \lambda b_1}{4\mu(3\lambda + 2\mu)} M^2 \delta_{ik} - \frac{b_1}{4\mu} M_i M_k. \quad (3.5)$$

При исследовании динамики магнитной и упругой подсистем исходим из уравнений Ландау–Лифшица и уравнения упругости [47, 49, 50]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= g(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) + \mathbf{R}, \\ \rho u_i &= \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где ρ — плотность вещества, \mathbf{u} — вектор смещения, g — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\delta F/\delta \mathbf{M}$ — эффективное магнитное поле, $\sigma_{ik} = \partial F/\partial u_{ik}$ — тензор напряжений. Следуя Ландау–Халатникову и Гильберту, запишем релаксационное слагаемое \mathbf{R} в виде

$$\mathbf{R} = r_1 \frac{\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}}{M} + r_2 g M \mathbf{H}_{\text{ef}}. \quad (3.7)$$

Здесь $r_{1,2}$ — безразмерные константы затухания. Линеаризованная система уравнений движения, определяющая динамику намагниченности и вектора смещений ферромагнетика в фазе $\mathbf{M}||\mathbf{H}||\mathbf{x}$, для магнитоупругих волн, распространяющихся вдоль оси x , имеет вид

$$\begin{aligned} (\omega + ir_2 \omega_{1k}) m_x - gM^2 r_2 (b_0 + b_1) k u_x &= 0, \\ \frac{1}{\rho} ik(b_0 + b_1) M m_x + (\omega^2 - \omega_l^2) u_x &= 0, \\ \omega m_{y,z} \mp (i\omega_{3,2k} + r_1 \omega) m_{z,y} \pm \frac{1}{2} gM^2 b_1 k u_{z,y} &= 0, \\ \frac{1}{2\rho} ik b_1 M m_{y,z} + (\omega^2 - \omega_l^2) u_{y,z} &= 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь \mathbf{m} , \mathbf{u} — фурье-компоненты осциллирующих частей намагниченности и вектора смещений ферромагнетика, \mathbf{k} — волновой вектор, $\omega_{l,t} = s_{l,t} k$, $s_l^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$ и $s_t^2 = \mu/\rho$ — квадраты скоростей продольного и поперечного звука. Характерные частоты магнитной подсистемы выражаются как

$$\begin{aligned} \omega_{1k} &= gM(\alpha k^2 + A + \beta_1 + 3\tilde{B}M^2 + 5CM^4 + h_{1l}), \\ \omega_{2,3k} &= gM\left(\alpha k^2 + \beta_{2,3} - \beta_1 + \frac{H}{M} + h_t\right), \end{aligned} \quad (3.9)$$

где

$$\begin{aligned} h_{1l} &= M^2 \frac{\mu(b_0 + b_1)^2 + 2\mu b_0^2 + \lambda b_1^2}{\mu(3\lambda + 2\mu)}, \\ h_t &= \frac{b^2 M^2}{4\mu} \end{aligned} \quad (3.10)$$

— безразмерные магнитоупругие поля.

Обратим внимание на тот факт, что в точках потери устойчивости фазы $\mathbf{M}||\mathbf{H}||\mathbf{x}$, которые определяются знаками равенства в (3.2) и совпадают с точками безгистерезисных ОФП первого рода и точкой Кюри (при $H = 0$), смягчаются (при $h_{1l,t} = 0$) частоты ω_{2k} , ω_{3k} и ω_{1k} , соответственно, или, иначе, прецессионная мода $\omega_{\text{pr}} = (\omega_{2k}\omega_{3k})^{1/2}$ и одна из релаксационных мод: (а) $\omega_{r2} = -ir_1\omega_{2k}$ или $\omega_{r3} = -ir_1\omega_{3k}$; (б) $\omega_{r1} = -ir_2\omega_{1k}$. Дисперсионное уравнение связанных колебаний имеет вид

$$\begin{aligned} \{ & (1 + r_1^2)\omega^6 + ir_1\omega^5(\omega_{2k} + \omega_{3k}) - \omega^4[2\omega_l^2(1 + r_1^2) + \omega_{2k}\omega_{3k}] - \\ & - 2ir_1\omega^3\omega_l^2(\omega_{2k} + \omega_{3k} - \omega_{\text{me}t}) + \omega^2\omega_l^2[\omega_l^2(1 + r_1^2) + \\ & + \omega_{2sk}\omega_{3k} + \omega_{3sk}\omega_{2k}] + ir_1\omega\omega_l^4(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) - \omega_l^4\omega_{2sk}\omega_{3sk} \} \times \\ & \times [(\omega^2 - \omega_l^2)(\omega + ir_2\omega_{1k}) + r_2\omega_l^2\omega_{\text{me}t}] = 0, \end{aligned} \quad (3.11)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_{2,3sk} &= \omega_{2,3k} - \omega_{\text{me}t}, \quad \omega_{\text{me}t} = gMh_t, \\ \omega_{\text{me}t} &= gMh_{l2} = gM^3 \frac{(b_0 + b_1)^2}{\lambda + 2\mu}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Первый сомножитель левой части этого уравнения описывает колебания взаимодействующих поперечных компонент намагниченности и вектора смещений, а второй — колебания продольных компонент намагниченности и вектора смещений. Рассмотрим эти колебания в отдельности.

3.1.2. Влияние поперечной релаксации намагниченности на спектр спиновых волн. Исследуем сначала более подробно спектр колебаний поперечных компонент намагниченности ферромагнетика в отсутствие магнитоупругой связи ($h_t = 0$). В этом случае дисперсионное уравнение принимает вид

$$(1 + r_1^2)\omega^2 + ir_1\omega(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) - \omega_{2sk}\omega_{3sk} = 0. \quad (3.13)$$

Его решение (при $r_1 \ll 1$) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= -\frac{1}{2}ir_1(\omega_{2sk} + \omega_{3sk}) \pm \\ &\pm \left[\omega_{2sk}\omega_{3sk} - \frac{1}{4}r_1^2(\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Отсюда видно, что вдали от точек ОФП, в которых согласно (3.2), (3.9), (3.12) $\omega_{2s0} = 0$ (переход $M_x \rightarrow M_x, M_y$) или $\omega_{3s0} = 0$ (переход $M_x \rightarrow M_x, M_z$), когда $\omega_{2sk}\omega_{3sk} \gg r^2(\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2$, все влияние релаксации намагниченности на прецессионные колебания ее поперечных компонент сводится к тому, что спиновые волны становятся затухающими, причем их затухание является малым. Вблизи же точки ОФП, например, той, в которой $\omega_{2s0} \rightarrow 0$ (при этом $\omega_{2sk} \ll \omega_{3sk}$, если $k \rightarrow 0$), ситуация может измениться кардинальным образом. Так, в случае, когда $\omega_{2sk}\omega_{3sk} \ll r^2(\omega_{2sk} - \omega_{3sk})^2$, решение (3.14) представляет собой чисто релаксационные колебания:

$$\omega_1 = -i \frac{\omega_{2sk}\omega_{3sk}}{r_1(\omega_{3sk} - \omega_{2sk})}, \quad \omega_2 = -ir_1\omega_{3sk}. \quad (3.15)$$

Эти частоты определяют обратные времена релаксации поперечных компонент намагниченности ферромагнетика. Релаксационная мода ω_1 является мягкой — ее

частота стремится к нулю на границе устойчивости фазы при $k \rightarrow 0$. В области ОФП $\omega_{30} \rightarrow 0$ решение выражается формулами (3.15), в правых частях которых надо заменить индексы 3 на 2 и наоборот.

Таким образом, в отсутствие магнитоупругой связи вдали от ОФП колебания поперечных компонент намагниченности представляют собой слабозатухающие спиновые волны, а вблизи ОФП прецессионный характер движения этих компонент может измениться на чисто релаксационный. В последнем случае мягкой модой является релаксационная поперечная мода (ее частота равна нулю непосредственно в точке перехода при $k = 0$), и именно по этой моде происходит сам ОФП.

3.1.3. Влияние поперечной релаксации намагниченности на спектр магнитоупругих волн. Включим теперь магнитоупругое взаимодействие. Для определенности исследуем спектр связанных колебаний в области ОФП $\omega_{20} \rightarrow 0$. Приравняв нулю первую фигурную скобку в (3.11), получим дисперсионное уравнение для поперечных компонент намагниченности и вектора смещений. Сначала запишем его решение при $k = 0$:

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\omega_{20}\omega_{30} - \frac{1}{4} r_1^2 (\omega_{20} - \omega_{30})^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} i r_1 (\omega_{20} + \omega_{30}), \quad (3.16)$$

$$\omega_{3,4,5,6} = 0.$$

В точке ОФП ($\omega_{20} = 0$) из (3.2), (3.9), (3.12) следует, что $\omega_{20} = \omega_{me t}$. Отсюда видно, что при учете магнитоупругой связи решение $\omega_{1,2}$ описывает затухающее прецессионное движение намагниченности как вдали от ОФП, так и вблизи него, поскольку условие $\omega_{me t} \omega_{30} > r_1^2 \times (\omega_{me t} - \omega_{30})^2$ выполняется практически всегда, если $r_1 \ll 1$. Остальные четыре частоты могут описывать как релаксационные, так и упругие колебания. Для того чтобы выяснить их природу, найдем решение дисперсионного уравнения (3.11) при $k \neq 0$ (но $k \rightarrow 0$). Это решение выглядит следующим образом:

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\omega_{2k}\omega_{3k} - \frac{1}{4} r_1^2 (\omega_{2k} - \omega_{3k})^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} i r_1 (\omega_{2k} + \omega_{3k}),$$

$$\omega_{3,4} = \pm \omega_t \left(1 - \frac{\omega_{me t}}{\omega_{3k}} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} i r_1 \omega_t \frac{2\omega_{3k} + \omega_{me t}}{\omega_{3k}^2},$$

$$\omega_{5,6} = \omega_t \pm \frac{(4\omega_{2k}\omega_{2sk} - r_1^2 \omega_t^2)^{1/2} - i r_1 \omega_t}{2\omega_{2k}}. \quad (3.17)$$

Формулы (3.17) получены при $\omega_t \ll \omega_{2k}, \omega_{3k}$ и $r_1 \ll 1$. Из них следует, что спектр связанных колебаний ферромагнетика вблизи ОФП при $k \neq 0$ состоит из слабозатухающей квазиспиновой ветви $\omega_{1,2}$, слабозатухающей поперечной квазиупругой ветви $\omega_{3,4}$ и ветви $\omega_{5,6}$, характер которой определяется соотношением между величинами $\omega_{2k}\omega_{2sk}$ и $r_1^2 \omega_t^2$. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \gg r_1^2 \omega_t^2$ ветвь $\omega_{5,6}$ является слабозатухающей поперечной квазиупругой ветвью колебаний с квадратичным законом дисперсии (так как из (3.2), (3.9), (3.12) следует, что в точке ОФП $\omega_{2sk} = gM\alpha k^2$):

$$\omega_{5,6} = \pm \omega_t \left(\frac{\omega_{2sk}}{\omega_{2k}} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} i r_1 \frac{\omega_t^2}{\omega_{2k}}. \quad (3.18)$$

В случае же $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r_1^2 \omega_t^2$ ветви $\omega_{5,6}$ представляют собой чисто релаксационные колебания (квазимагнитные и квазиупругие) с квадратичной зависимостью от модуля волнового вектора

$$\omega_5 = -i \frac{\omega_{2sk}}{r_1}, \quad \omega_6 = -i r_1 \frac{\omega_t^2}{\omega_{2k}}. \quad (3.19)$$

Ветвь $\omega_{1,2}$ при $k \rightarrow 0$ является активационной с величиной щели, определяемой согласно (3.17) магнитоупругой связью и релаксацией намагниченности. Остальные ветви являются безактивационными. Одна из квазиупругих ветвей колебаний ($\omega_{3,4}$) в области ОФП имеет линейный закон дисперсии при $k \rightarrow 0$ с небольшой дисперсией скорости распространения (сумножитель $(1 - \omega_{me t}/\omega_{3k})^{1/2}$ в (3.17)). Учет же релаксации намагниченности приводит к затуханию данной упругой ветви. Наиболее сильно влияет взаимодействие между магнитными и упругими колебаниями на закон дисперсии второй безактивационной ветви связанных колебаний $\omega_{5,6}$. Данная ветвь может быть как квазиупругой, так и квазимагнитной. В обоих случаях закон дисперсии этой ветви квадратично зависит от k . При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \gg r_1^2 \omega_t^2$ ветвь $\omega_{5,6}$ является квазиупругой. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r_1^2 \omega_t^2$ ветви $\omega_{5,6}$ описывают чисто релаксационные колебания — соответственно квазиспиновые и квазиупругие. Именно эти две моды смягчаются при приближении к ОФП.

Отметим, что условие $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r_1^2 \omega_t^2$ на самом деле вблизи ОФП сводится к условию, налагаемому на параметры задачи. Так как при $k \rightarrow 0$ и вблизи ОФП $\omega_{2k} \approx \omega_{me t}$, $\omega_{2sk} \approx gM_0 \alpha k^2$, то это условие может быть записано как $gM_0 \alpha \omega_{me t} \ll r_1^2 s_t^2$, т.е. оно сводится к условию, налагаемому на параметр затухания. При типичных значениях постоянных для ферромагнетика $g \approx 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $M_0 \approx 10^2 \text{ Гс}$, $\alpha \approx 10^{-12} \text{ см}^{-2}$, $s_t \approx 10^5 \text{ см с}^{-1}$, $b_1 \approx 10^2$, $\mu \approx 10^{12} \text{ эрг см}^{-3}$ получается следующее ограничение на параметр затухания: $r_1 \gg 10^{-4}$. Это условие вполне может выполняться именно в области ОФП, так как известно, что затухание спиновых волн сильно возрастает при приближении к ОФП [51].

Вблизи ОФП $\omega_{30} \rightarrow 0$ выражения для спектра следуют из (3.16)–(3.19) при замене 2 на 3.

Итак, в области ОФП все виды поперечного движения в ферромагнетике (как намагниченности, так и решетки) могут свестись к чисто релаксационным колебаниям. В этом случае переход происходит именно по релаксационным мягким модам. При учете магнитоупругого взаимодействия в спектре связанных колебаний ферромагнетика всегда имеется слабозатухающая активационная квазиспиновая мода. Превращение смягчающейся квазиупругой ветви колебаний вблизи ОФП в чисто релаксационную может служить объяснением того, почему в экспериментах по измерению скорости звука в области ОФП до сих пор не наблюдались ни предсказанное предшествующей теорией [2] ее 100 %-ное уменьшение в самой точке ОФП, ни ее дисперсия при приближении к точке ОФП [43, 52].

3.1.4. Взаимодействие продольных колебаний намагниченности и упругой подсистемы. Известно, что учет магнитоупругого взаимодействия в магнетиках в области ОФП приводит, наряду с эффектом образования магнитоупругой щели в спектре спиновых волн, к квадратичному закону дисперсии как минимум одной из попереч-

ных упругих волн [17]. Скорость распространения таких волн в теоретическом пределе в точке ОФП стремится к нулю при $k \rightarrow 0$. В реальных экспериментальных условиях это проявляется в аномальном уменьшении скорости поперечного звука (до 50 % и более) при приближении к точке ОФП [52]. В области ОФП минимальное теоретическое значение скорости продольного звука определяется формулой $\tilde{s}_l = s_l(1 - s_l^2/s_t^2)^{1/2}$, где s_t , s_l — скорости соответственно невзаимодействующих поперечных и продольных упругих волн [17]. Согласно этой формуле максимальное теоретическое значение изменения скорости продольного звука $\Delta s_l/s_l$ не может превышать 25 % (при $s_l = s_l/\sqrt{2}$ [50]). В экспериментальных работах в области ОФП и точки Кюри наблюдается не превышающее указанный выше теоретический предел уменьшение скорости продольного звука [53–55].

В работах [48, 56] теоретически предсказана возможность аномального (вплоть до нуля) уменьшения скорости продольного звука в области магнитных фазовых переходов, обусловленного взаимодействием упругих продольных колебаний с продольными релаксационными колебаниями намагниченности. Эти связанные колебания описывает дисперсионное уравнение, получаемое от приравнивания нулю второго сомножителя в (3.11) (в квадратных скобках). Решение этого дисперсионного уравнения приближенно можно записать следующим образом. Если выполняется условие $\omega_l^2 \ll r_2^2 \omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me l})$ (или $s_l \ll v_{\min}$, где v_{\min} — минимальная фазовая скорость релаксационных мод), то

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\omega_l(\omega_{1k} - \omega_{me l})}{\omega_{1k}} - \frac{i\omega_l^2}{2r_2\omega_{1k}}, \quad \omega_3 = -ir_2\omega_{1k}. \quad (3.20)$$

При $r_2^2\omega_{1k}^2 \gg \omega_l^2 \gg r_2^2\omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me l})$

$$\omega_1 = -ir_2(\omega_{1k} - \omega_{me l}), \quad \omega_2 = -\frac{i\omega_l^2}{r_2\omega_{1k}}, \quad \omega_3 = -ir_2\omega_{1k}. \quad (3.21)$$

В случае же $\omega_l \gg r_2\omega_{1k}$

$$\omega_{1,2} = \pm \left[\omega_l^2 - \frac{1}{4} r_2^2 \omega_{1k}^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} ir_2\omega_{1k}, \quad \omega_3 = ir_2(\omega_{1k} - \omega_{me l}). \quad (3.22)$$

Отсюда видно, что ветви $\omega_{1,2}$ в (3.20) и (3.22) описывают распространяющиеся (слабозатухающие) квазиупругие продольные волны. Решения (3.21) являются чисто релаксационными. В этой области волновых чисел нет распространяющихся волн.

Рассмотрим поведение слабозатухающих ветвей $\omega_{1,2}$ в области магнитного фазового перехода (точки Кюри), который определяется знаком равенства в третьем условии устойчивости фазы $\mathbf{M}||\mathbf{H}||\mathbf{x}$ (3.2). В зависимости от знака константы \tilde{B} при $H=0$ этот переход является переходом второго рода ($\tilde{B} > 0$) или первого рода ($\tilde{B} < 0$) [57]. В точке Кюри в первом случае $M \rightarrow 0$, а во втором случае M остается конечной. Из-за различного значения намагниченности в точке Кюри при фазовых переходах второго и первого рода рассмотрим поведение спектра колебаний ферромагнетика в этих случаях по отдельности.

Пусть сначала $\tilde{B} < 0$. В самой точке Кюри, при $H=0$ и в длинноволновом пределе $\alpha k^2 \ll h_{l1}$ ветви $\omega_{1,2}$ запишутся как

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\omega_l(\alpha k^2 + h_{l1} - h_{l2})}{h_{l1}}. \quad (3.23)$$

Отсюда следует, что аномальное уменьшение скорости продольных квазиупругих волн $\tilde{s}_l = |\omega_{1,2}|/k$ будет иметь место только тогда, когда $h_{l1} = h_{l2}$, т.е. между константами магнитострикции и упругости выполняется соотношение

$$2\mu b_0 = \lambda b_1. \quad (3.24)$$

При выполнении (3.24) закон дисперсии квазиупругих продольных колебаний становится кубическим:

$$\omega_{1,2} = \pm s_l \alpha \frac{k^3}{h_{l1}} \quad (3.25)$$

(для поперечных упругих волн в точках ОФП $\omega_t \propto \alpha k^2$ [17]). Скорость же \tilde{s}_l при этом квадратично зависит от k

$$\tilde{s}_l = s_l \alpha \frac{k^2}{h_{l1}} \quad (3.26)$$

и стремится к нулю при $k \rightarrow 0$.

Отметим, что условие $\omega_l^2 \ll r_2^2 \omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me l})$ в точке перехода при выполнении (3.24) становится условием, накладываемым на постоянные ферромагнетика:

$$s_l^2 \ll r_2^2 g M \alpha \omega_{me l} = v_{\min}^2. \quad (3.27)$$

Это условие, в принципе, может быть выполнено либо за счет увеличения параметра затухания r_2 вблизи точки Кюри, либо за счет того, что в частоту $\omega_{me l}$ входит постоянная объемной магнитострикции b_0 , которая в области перехода обычно очень велика [58].

При выполнении условия, обратного (3.27), спектр колебаний ферромагнетика будет определяться формулами (3.21), (3.22). В этом случае при $k \rightarrow 0$ все колебания являются чисто релаксационными с квадратичной зависимостью частоты от k . В области волновых чисел $k \gg r_2\omega_{me l}/s_l$ ветвь $\omega_{1,2}$ (3.22) описывает слабозатухающие продольные квазиупругие колебания с линейным законом дисперсии.

Отметим также тот факт, что одна из релаксационных ветвей колебаний ω_3 , а именно та, которая соответствует невзаимодействующей релаксационной моде продольных колебаний намагниченности в точке перехода, при $k \rightarrow 0$ и учете магнитоупругого взаимодействия становится активационной с активацией $\propto r_2\omega_{me}$. Это говорит о том, что в точке Кюри время релаксации продольных колебаний намагниченности $\tau \propto |\omega_3|^{-1}$ остается конечным.

При учете магнитного поля фазовый переход первого рода сохраняется при малых H и отсутствует при больших H [59]. Таким образом, аномального уменьшения скорости звука (вплоть до нуля) следует ожидать только в области малых полей.

Рассмотрим далее случай $\tilde{B} > 0$. При $H=0$ фазовый переход является переходом второго рода; при приближении к точке перехода $M \rightarrow 0$. Следовательно, вблизи

этой точки согласно (3.20)–(3.22) могут существовать только либо чисто релаксационные колебания (3.21), либо продольные упругие волны (3.22), поскольку условие $\omega_l^2 < r_2^2 \omega_{1k}(\omega_{1k} - \omega_{me l})$ (которое при выполнении (3.24) переходит в (3.27) в самой точке перехода) при $M \rightarrow 0$ не может выполняться. Если $H \neq 0$, то фазовый переход отсутствует [60]. Тем не менее здесь можно ожидать существенного уменьшения скорости продольного звука при малых полях, когда восприимчивость ферромагнетика велика. Действительно, если величина магнитного поля такова, что выполняются условия (3.24) и (3.27), закон дисперсии ветвей $\omega_{1,2}$ в длинноволновом случае $ak^2 \ll h_{l1}$ можно записать в следующем виде:

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\omega_l(1 + \chi ak^2)}{1 + \chi h_{l1}}, \quad (3.28)$$

где $\chi = (A + \beta_1 + 4\tilde{B}M^2 + 5CM^4)^{-1}$ — дифференциальная восприимчивость ферромагнетика. При $H \rightarrow 0$ в точке Кюри $\chi \rightarrow \infty$. Скорость продольных квазиупругих волн при $k \rightarrow 0$ выражается формулой

$$\tilde{s}_l = \frac{s_l}{1 + \chi h_{l1}}. \quad (3.29)$$

Отсюда следует, что при $\chi h_{l1} \gg 1$ можно наблюдать существенное уменьшение скорости продольного звука и в области фазового перехода второго рода. Однако теоретического предела $\tilde{s}_l \rightarrow 0$, как для перехода первого рода при $\tilde{B} < 0$, здесь нет.

Таким образом, учет продольных колебаний намагниченности ферромагнетика приводит к следующим результатам. Во-первых, вдали от точки Кюри в определенной области волновых чисел все колебания могут стать нераспространяющимися. Во-вторых, в точке фазового перехода первого рода (в точке Кюри при $\tilde{B} < 0$) скорость продольных квазиупругих волн при некотором условии для упругих и магнитоупругих констант (3.24) может падать до нуля при $k \rightarrow 0$. В-третьих, магнитоупругое взаимодействие приводит к появлению активации в спектре релаксационной ветви в точке Кюри.

Отметим, что здесь нами не рассматривалась роль флуктуаций в непосредственной близости к точке Кюри. Поэтому все результаты, полученные выше, справедливы для той области вблизи точки Кюри, в которой флуктуациями можно пренебречь. Однако по аналогии с релаксацией в жидком гелии эффект аномального уменьшения скорости продольного звука должен иметь место и во флуктуационной области (см., например, [60]).

3.2. Влияние продольной восприимчивости и релаксации на спектр спиновых и упругих волн в антиферромагнетике при спиновой переориентации

При описании статических и динамических свойств антиферромагнетиков часто используют условия постоянства и равенства друг другу модулей намагниченностей подрешеток [17]. Для антиферромагнетика, состоящего из двух подрешеток, эти условия записываются как (1.1), либо в эквивалентном виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}\mathbf{L} &= 0, \\ \mathbf{M}^2 + \mathbf{L}^2 &= 4M_0^2, \end{aligned} \quad (3.30)$$

где $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$, $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ — векторы ферро- и антиферромагнетизма, \mathbf{M}_i — намагниченность i -й подрешетки, M_0 — намагниченность насыщения подреше-

ток. Первое условие в (3.30) выполняется во всех фазах антиферромагнетика в отсутствие внешнего магнитного поля H . В антиферромагнетиках, находящихся в магнитном поле, первое из условий (3.30) может выполняться только для фаз, в которых $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ [61]. В то же время в фазах, в которых вектор \mathbf{L} не перпендикулярен магнитному полю, это условие не справедливо. Практически в любом антиферромагнетике, находящемся в произвольном магнитном поле, имеется хотя бы одна фаза, в которой $\mathbf{M}\mathbf{L} \neq 0$. В таком случае выполнения условия $\mathbf{M}\mathbf{L} = 0$ обычно достигают стремлением к бесконечности коэффициента при инварианте $(\mathbf{M}\mathbf{L})^2$ в разложении плотности свободной энергии антиферромагнетика по степеням \mathbf{M} и \mathbf{L} . При этом в основном состоянии антиферромагнетика фазы, в которых $\mathbf{M}\mathbf{L} \neq 0$, либо исчезают, либо искажаются так, что в них становится справедливым первое из условий (3.30). Указанное приближение эквивалентно обращению в нуль продольной магнитной восприимчивости $\chi_{||}$. Строго говоря, продольная восприимчивость антиферромагнетика равна нулю только при абсолютном нуле температуры ($T = 0$), однако имеются магнетики, в которых $\chi_{||}(T = 0) \neq 0$ [8]. Таким образом, в общем случае при описании статике и динамики антиферромагнетика требуется отказаться от условий (3.30).

Исследуем основное состояние и спектр спиновых и связанных магнитоупругих волн в антиферромагнетике без учета условий (3.30).

3.2.1. Выбор объекта исследования, основное состояние и уравнения движения антиферромагнетика. Не ограничивая общности, рассмотрим двухподрешеточный антиферромагнетик, изотропный по упругим и магнитоупругим свойствам. Плотность свободной энергии запишем в виде

$$\begin{aligned} F &= \frac{1}{2} A \mathbf{L}^2 + \frac{1}{4} B \mathbf{L}^4 + \frac{1}{2} a \mathbf{M}^2 + \frac{1}{2} D (\mathbf{M}\mathbf{L})^2 + \frac{1}{2} D' \mathbf{M}^2 \mathbf{L}^2 + \\ &+ \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{L}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2} \beta_1 L_z^2 + \frac{1}{2} \beta_2 L_y^2 + \frac{1}{2} \beta_3 L_x^2 - \mathbf{M}\mathbf{H} + \\ &+ \frac{1}{2} b L_i L_k u_{ik} + \frac{1}{2} \lambda u_{||}^2 + \mu u_{ik}^2. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Здесь первые шесть слагаемых представляют собой энергию обменного взаимодействия. Следующие три слагаемых связаны с энергией анизотропии. Последние три члена являются энергией магнитоэластики и упругости. Член, содержащий магнитное поле, описывает энергию антиферромагнетика во внешнем поле (зеemannовская энергия). Отметим, что для простоты мы опустили в (3.31) энергию взаимодействия Дзялошинского. Влияние этого взаимодействия на статические и динамические свойства антиферромагнетиков будет обсуждено ниже.

При $\mathbf{H} || \mathbf{x}$ в основном состоянии антиферромагнетика могут осуществляться следующие магнитные фазы:

$$1. \quad \mathbf{L} || \mathbf{x}, \quad \mathbf{M} || \mathbf{x}, \quad M = \chi_{||} H \equiv \chi_{\perp} (1 - \eta) H,$$

$$A + \beta_3 + (D + D') M^2 + B L^2 = 0, \quad a + D' L^2 \geq 0,$$

$$a + (D + D') L^2 \geq 0, \quad (\beta_3 - \beta_1) L^2 + \chi_{\perp} \eta H^2 \leq 0,$$

$$A + \beta_3 + (D + D') M^2 [1 + 2(D + D') \chi_{||} L^2] \leq 0;$$

2. $\mathbf{L}||\mathbf{y}, \mathbf{M}||\mathbf{x}, M = \chi_{\perp}H, A + \beta_2 + D'M^2 + BL^2 = 0,$
 $a + D'L^2 \geq 0, a + (D + D')L^2 \geq 0,$
 $(\beta_3 - \beta_2)L^2 + \eta\chi_{\perp}H^2 \geq 0, \beta_1 - \beta_2 \geq 0,$
 $A + \beta_2 + D'M^2(1 + 2D'\chi_{\perp}L^2) \leq 0;$
3. $\mathbf{L}||\mathbf{z}, \mathbf{M}||\mathbf{x}, M = \chi_{\perp}H, A + \beta_1 + D'M^2 + BL^2 = 0,$
 $a + D'L^2 \geq 0, a + (D + D')L^2 \geq 0,$
 $(\beta_3 - \beta_1)L^2 + \eta\chi_{\perp}H^2 \geq 0, \beta_1 - \beta_2 \leq 0,$
 $A + \beta_1 + D'M^2(1 + 2D'\chi_{\perp}L^2) \leq 0;$
4. $\mathbf{L} = 0, \mathbf{M}||\mathbf{x}, M = \chi H, a \geq 0,$
 $A + \beta_3 + (D + D')M^2 \geq 0, A + \beta_2 + D'M^2 \geq 0,$
 $A + \beta_1 + D'M^2 \geq 0. \quad (3.32)$

Здесь $\chi_{\perp}^{-1} = a + D'L^2$, $\chi_{\parallel}^{-1} = \chi_{\perp}^{-1} + DL^2$, $\eta = 1 - \chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$, $\chi = 1/a$. Равновесные деформации в фазах 1–4 выглядят следующим образом:

$$u_{ik}^{(0)} = -\frac{b}{4\mu} L_i L_k + \frac{\lambda b L^2}{4\mu(3\lambda + 2\mu)} \delta_{ik}.$$

Наложение условия $\mathbf{ML} = 0$, как уже отмечалось выше, эквивалентно равенству нулю продольной магнитной восприимчивости антиферромагнетика: $\chi_{\parallel} = 0$ (при $D \rightarrow \infty$). В этом случае параметр $\eta = 1$. Таким образом, параметр η является как бы мерой отхода от условия $\mathbf{ML} = 0$. Отметим также, что параметр η входит в условие равновесия фаз в произведении с величиной магнитного поля H . Поэтому при $H = 0$ условие $\mathbf{ML} = 0$ выполняется для всех фаз (3.32). Из (3.32) следует также, что в общем случае в первой фазе $\mathbf{ML} \neq 0$, а в остальных фазах $\mathbf{ML} = 0$.

Между фазами могут происходить фазовые переходы на линиях, которые определяются из условия равенства энергий фаз. Поскольку нас интересует динамика антиферромагнетика, то для простоты не будем здесь приводить выражения для энергий фаз и линий фазовых переходов. При рассмотрении динамики магнетиков важно знать линии устойчивости фаз, так как именно на них смягчаются частоты магнитных колебаний [17]. Отметим лишь, что по характеру фазовые переходы $1 \leftrightarrow 2$, $1 \leftrightarrow 3$ являются фазовыми переходами первого рода с гистерезисом. Фазовый переход $2 \leftrightarrow 3$ также является переходом первого рода, но он происходит без гистерезиса. Фазовые переходы $2 \leftrightarrow 4$ и $3 \leftrightarrow 4$, которые происходят в больших полях (порядка обменного), являются переходами второго рода. Фазовый переход $1 \leftrightarrow 4$ также есть фазовый переход второго рода.

При описании динамики антиферромагнетика исходим из связанной системы уравнений упругости и Ландау–Лифшица:

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial(\partial F / \partial u_{ik})}{\partial x_k},$$

$$\dot{\mathbf{M}} = g(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_M + \mathbf{L} \times \mathbf{H}_L + \tilde{r}_1 M_0 \mathbf{H}_M),$$

$$\dot{\mathbf{L}} = g(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_L + \mathbf{L} \times \mathbf{H}_M + \tilde{r}_2 M_0 \mathbf{H}_L), \quad (3.33)$$

где g — гиромагнитное отношение, $\mathbf{H}_x = \delta F / \delta \mathbf{x}$ ($\mathbf{x} = \mathbf{M}, \mathbf{L}$) — эффективные магнитные поля, \tilde{r}_i — безразмерные параметры релаксации. Отметим, что учет релаксационных слагаемых в уравнениях Ландау–Лифшица эквивалентен отказу от условий (3.30) в динамике антиферромагнетика [11].

3.2.2. Спектр спиновых волн в двухподрешеточном антиферромагнетике. Исследуем здесь спектр колебаний антиферромагнетика. Для этого представим \mathbf{M} , \mathbf{L} и \mathbf{u} в виде $\mathbf{M}^{(0)} + \mathbf{m}$, $\mathbf{L}^{(0)} + \mathbf{l}$, $\mathbf{u}^{(0)} + \mathbf{u}$, где \mathbf{m} , \mathbf{l} , \mathbf{u} — малые отклонения от равновесных значений (3.32). Рассмотрим опять же для простоты только случай распространения волн вдоль оси \mathbf{z} (волновой вектор $\mathbf{k}||\mathbf{z}$). Линеаризованную таким образом систему уравнений (3.33) решаем методом Фурье.

Сначала приведем спектр спиновых волн без учета магнитоупругой связи ($b \equiv 0$). Рассмотрим каждую из фаз (3.32) в отдельности. В них система уравнений (3.33) и спектр колебаний выглядят следующим образом.

1. Фаза $\mathbf{L}||\mathbf{M}||\mathbf{x}$. Линеаризованная система уравнений (3.33) в этой фазе имеет вид

$$\left(\frac{r_1 \omega_E}{1 - \eta} - i\omega \right) m_x + 2r_1 \omega_H (D + D') \chi_{\parallel} L^2 l_x = 0,$$

$$(r_2 \omega_B - i\omega) l_x + 2r_2 \omega_H (D + D') \chi_{\parallel} L^2 m_x = 0,$$

$$(r_1 \omega_E - i\omega) m_{z,y} \pm \omega_H m_{y,z} \pm \left(\omega_{2,13} + \frac{\eta \omega_H^2}{\omega_E} \right) l_{y,z} +$$

$$+ r_1 \eta \omega_H l_{z,y} = 0,$$

$$\left[r_2 \left(\omega_{1,23} + \frac{\eta^2 \omega_H^2}{\omega_E} \right) - i\omega \right] l_{z,y} \pm$$

$$\pm \omega_H \left[\eta + (1 - \eta) \frac{\omega_{2,13}}{\omega_E} + \eta^2 (1 - \eta) \frac{\omega_H^2}{\omega_E^2} \right] l_{y,z} \pm$$

$$\pm \left[\omega_E + \eta (1 - \eta) \frac{\omega_H^2}{\omega_E} \right] m_{y,z} + r_2 \eta \omega_H m_{z,y} = 0, \quad (3.34)$$

где

$$\omega_E = gL\chi_{\perp}^{-1}, \quad \omega_B = 2gL^3B,$$

$$\omega_{ij} = gL(\alpha k^2 + \beta_i - \beta_j) - \eta \frac{\omega_H^2}{\omega_E},$$

$$\omega_H = gH, \quad r_i = \tilde{r}_i \frac{M_0}{L}. \quad (3.34a)$$

Дисперсионные уравнения для волн, распространяющихся в данной фазе, можно записать как

$$(1 - \eta)\omega^2 + i\omega[r_1 \omega_E + r_2 \omega_B(1 - \eta)] - r_1 r_2 \omega_E \tilde{\omega}_B = 0,$$

$$\omega^4 + 2ir_1 \omega_E \omega^3 - \omega^2[\omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_H^2(1 + \eta)^2] -$$

$$- ir_1 \omega \omega_E^2(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_E^2 \omega_{13} \omega_{23} = 0, \quad (3.35)$$

где $\tilde{\omega}_B = 2gL^3[B - 2(D + D')^2 \chi_{\parallel}^2 H^2]$. Последнее уравнение здесь записано в следующем приближении: $\omega_E \gg \omega_H$, ω_{ij} и $r_i \ll 1$. Полностью оно приведено в приложении (формула (П.1)). Решения уравнений (3.35) имеют вид

$$\omega_{1,2} = \frac{1}{2(1 - \eta)} \left(-i[r_1 \omega_E + r_2 \omega_B(1 - \eta)] \pm \right.$$

$$\left. \pm \{4r_1 r_2 \omega_E \tilde{\omega}_B(1 - \eta) - [r_1 \omega_E + r_2 \omega_B(1 - \eta)]^2\}^{1/2} \right). \quad (3.36a)$$

При $\omega_E r_1^2 \ll \omega_{13}\omega_{23}/(\omega_{13} + \omega_{23})$

$$\begin{aligned}\omega_{3,4}^2 &= \omega_+^2 - ir_1\omega_E\Delta\omega_+, \\ \omega_{5,6}^2 &= \omega_-^2 - ir_1\omega_E\Delta\omega_-, \end{aligned} \quad (3.36б)$$

где

$$\begin{aligned}\omega_{\pm}^2 &= \frac{1}{2} \left(\omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_H^2(1 + \eta)^2 \pm \right. \\ &\quad \left. \pm \left\{ [\omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_H^2(1 + \eta)^2]^2 - 4\omega_E^2\omega_{13}\omega_{23} \right\}^{1/2} \right),\end{aligned}$$

$$\Delta\omega_{\pm} = 1 \pm \frac{\omega_H^2(1 + \eta)^2}{\left\{ [\omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_H^2(1 + \eta)^2]^2 - 4\omega_E^2\omega_{13}\omega_{23} \right\}^{1/2}}.$$

При $\omega_E r_1^2 \gg \omega_{13}\omega_{23}/(\omega_{13} + \omega_{23})$

$$\begin{aligned}\omega_3 &= \frac{-i\omega_{13}\omega_{23}}{r_1(\omega_{13} + \omega_{23})}, \\ \omega_4 &= \frac{-ir_1\omega_E^2(\omega_{13} + \omega_{23})}{\omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) + \omega_H^2(1 + \eta)^2}. \end{aligned} \quad (3.36в)$$

Отметим, что ветви ω_2 и ω_1 описывают продольные релаксационные колебания векторов **L** и **M** соответственно, а ветви ω_3 и ω_4 при $\omega_E r_1^2 \gg \omega_{13}\omega_{23}/(\omega_{13} + \omega_{23})$ — поперечную релаксацию этих же векторов.

Из первых двух уравнений (3.34) следует, что при низких температурах, когда можно пренебречь продольной восприимчивостью ($\eta \rightarrow 1$), x -компоненты векторов ферро- и антиферромагнетизма **m**, **l** равны нулю. Эта ситуация соответствует отсутствию продольных колебаний данных векторов и выполнению второго из условий (3.30) в динамике антиферромагнетика. Из системы (3.34) также следует, что продольные и поперечные колебания векторов ферро- и антиферромагнетизма в рассматриваемой фазе разделяются. Как видно из (3.32) и (3.34)–(3.36), влияние продольной восприимчивости на основное состояние и спектр колебаний поперечных компонент векторов **M** и **L** сводится не только к смещению точки фазового перехода (точки стабильности фазы при фазовом переходе первого рода) в статике. В динамике продольная восприимчивость вносит аддитивный вклад в активацию прецессионных ветвей колебаний в произведении с магнитным полем (3.36б), (3.36в). Из (3.36) видно также, что в динамике необходим и учет релаксации при рассмотрении колебаний поперечных компонент указанных векторов. Особенно сильно учет релаксации сказывается вблизи фазовых переходов $1 \rightarrow 2$ ($\omega_{23}(0) \rightarrow 0$) и $1 \rightarrow 3$ ($\omega_{13}(0) \rightarrow 0$), где существует всего лишь одна прецессионная ветвь с активацией $\omega_{5,6}$, а мягкой в точке фазового перехода является релаксационная ветвь ω_3 (3.36в).

2. Фаза $L||y, M||x$. Линеаризованная система уравнений (3.33) в этой фазе имеет вид

$$\begin{aligned}[r_1\omega_E - i(1 - \eta)\omega]m_y - (1 - \eta)\omega_H m_z + r_1\eta\omega_H l_x &= 0, \\ (r_1\omega_E - i\omega)m_z - \left(\omega_{32} - \frac{\eta\omega_H^2}{\omega_E}\right)l_x + \omega_H m_y &= 0, \\ \left\{ r_2 \left[\omega_{32}(1 - \eta) + \frac{\eta^2\omega_H^2}{\omega_E} \right] - i(1 - \eta)\omega \right\} l_x + \\ + (1 - \eta)\omega_E m_z + r_2\eta\omega_H m_y &= 0,\end{aligned}$$

$$(r_1\omega_E - i\omega)m_x + \omega_{12}l_z + 2r_1\omega_H\chi_{\perp}D'L^2l_y = 0,$$

$$(r_2\omega_B - i\omega)l_y - \omega_{12}\omega_H \frac{l_z}{\omega_E} + 2r_2\omega_H\chi_{\perp}D'L^2m_x = 0,$$

$$\begin{aligned}(r_2\omega_{12} - i\omega)l_z + \omega_H(\omega_B - 2\omega_E\chi_{\perp}D'L^2) \frac{l_y}{\omega_E} - \\ - \left(\omega_E - \frac{2\omega_H^2\chi_{\perp}D'L^2}{\omega_E} \right) m_x = 0,\end{aligned} \quad (3.37)$$

где

$$\omega_{32} = gL(\alpha k^2 + \beta_3 - \beta_2) + \frac{\eta\omega_H^2}{\omega_E},$$

$$\omega_{12} = gL(\alpha k^2 + \beta_1 - \beta_2). \quad (3.37а)$$

Системе уравнений (3.37) в приближении $\omega_E \gg \omega_H$, $g\alpha k^2/L$, ω_{ij} и $r_i \ll 1$ отвечают следующие дисперсионные уравнения:

$$\begin{aligned}(1 - \eta)\omega^3 - r_1(2 - \eta)\omega_E\omega^2 - \\ - i\omega \left\{ r_1^2\omega_E^2 + (1 - \eta)[\omega_E\omega_{32} + \omega_H^2(1 - \eta)] \right\} + r_1\omega_{32}\omega_E^2 = 0, \\ i\omega^3 - \omega^2[r_1\omega_E + r_2(\omega_B + \omega_{12})] - i\omega[r_1r_2\omega_E(\omega_{12} + \omega'_B) + \\ + r_2^2\omega_B\omega_{12} + \omega_{12}\omega'_E] + \omega_{12}\omega_E\omega'_B = 0,\end{aligned} \quad (3.38)$$

где

$$\begin{aligned}\omega'_B &= 2gL^3[B - 2D'^2\chi_{\perp}^3H^2], \\ \omega'_E &= \omega_E[1 + 2\chi_{\perp}^3H^2(B - 2D')].\end{aligned} \quad (3.38а)$$

Полные дисперсионные уравнения для данной фазы приведены в приложении (формулы (П.2) и (П.3), соответственно).

Отметим, что формальное приравнивание величины η единице (т.е. обращение в нуль продольной восприимчивости) в уравнениях (3.37) приводит к выполнению условия **ML** = 0 в динамике антиферромагнетика.

Исследуем сначала первое дисперсионное уравнение в (3.38). При низких температурах и малых полях вдали от точки ОФП $2 \rightarrow 1$ в этом уравнении содержатся три малых параметра: $1 - \eta$, r_1 и $\omega_H(1 - \eta)$. В области точки перехода мала также и частота ω_{32} . Наличие нескольких малых параметров усложняет анализ дисперсионного уравнения. Поэтому рассмотрим только те случаи, которые могут реализоваться в условиях указанных выше экспериментов.

В точке ОФП $\omega_{32}(0) = 0$ данное дисперсионное уравнение имеет следующие решения:

$$\begin{aligned}\omega_1 = 0, \quad \omega_{2,3} = \frac{1}{2(1 - \eta)} \left\{ -ir_1(2 - \eta)\omega_E \pm \right. \\ \left. \pm [-r_1^2\eta^2\omega_E^2 + 4(1 - \eta)^3\omega_H^2]^{1/2} \right\}.\end{aligned} \quad (3.39)$$

Отсюда видно, что в случае малых полей, когда $(1 - \eta)^3\omega_H^2 < r_1^2\eta^2\omega_E^2$, ветви $\omega_{2,3}$ являются чисто релаксационными, а в обратном случае — прецессионными с активацией, определяемой магнитным полем и продольной магнитной восприимчивостью.

При $\omega_{32}(0) \neq 0$ приближенные решения первого в (3.38) дисперсионного уравнения в нескольких предельных случаях выглядят следующим образом:

1) $r_1\omega_E \gg (\omega_{32}\omega_E)^{1/2}$, $\tilde{\omega}_{32}(1-\eta)^{1/2}$ (здесь $\omega_{32}^2 = \omega_E\omega_{32} + \omega_H^2(1-\eta)$). При этом условии

$$\omega_1 = -i\frac{\omega_{32}}{r_1}, \quad \omega_2 = -ir_1\omega_E, \quad \omega_3 = -ir_1\frac{\omega_E}{1-\eta}. \quad (3.40)$$

Данное приближение выполняется в области ОФП ($\omega_{32}(0) \rightarrow 0$), при малых магнитных полях или низких температурах, когда $\eta \rightarrow 1$. Видно, что как и в предыдущем случае, здесь все три ветви являются релаксационными. В точке ОФП $\omega_{32}(0) \rightarrow 0$ смягчается релаксационная мода ω_1 .

2) $(\omega_{32}\omega_E)^{1/2} \gg r_1\omega_E \gg (1-\eta)^{1/2}\tilde{\omega}_{32}$. Это условие соответствует случаям удаленности от ОФП, малых магнитных полей или низких температур ($\eta \rightarrow 1$). Одним решением в данном приближении является чисто релаксационная мода колебаний

$$\omega_1 = -i\frac{\omega_{32}}{r_1}. \quad (3.41a)$$

Второе решение представим в виде ряда по степеням параметра $1-\eta$, который при низких температурах является малым:

$$\omega_{2,3} = \pm[\omega_0 + (1-\eta)\omega_1 + (1-\eta)^2\omega_2 + \dots] + i\omega'_0, \quad (3.41b)$$

где

$$\omega_0 = \left(\frac{\omega_{32}\omega_E}{2-\eta}\right)^{1/2}, \quad \omega_1 = (3\eta-1)\left(\frac{\omega_{32}\omega_E}{(2-\eta)^5}\right)^{1/2},$$

$$\omega'_0 = \frac{r_1\omega_E}{2(2-\eta)},$$

$$\omega_2 = (3\eta-1)(7-3\eta)\left[\frac{\omega_{32}\omega_E}{16(2-\eta)^9}\right]^{1/2} - \frac{\omega_H^2}{[16(2-\eta)^3\omega_{32}\omega_E]^{1/2}}.$$

Видно, что зависимость от магнитного поля здесь появляется только в слагаемых, пропорциональных второй степени малого параметра $1-\eta$. Таким образом, при низких температурах, когда продольная магнитная восприимчивость мала, вдали от точки ОФП зависимость частоты прецессионных колебаний от величины магнитного поля является слабой.

3) $(1-\eta)^{1/2}\tilde{\omega}_{32} \gg r_1\omega_E$. Это неравенство выполняется вдали от ОФП, при больших магнитных полях или при высоких температурах, когда параметр $1-\eta$ не мал. Частоты колебаний определяются формулами

$$\omega_1 = -ir_1\frac{\omega_{32}\omega_E^2}{(1-\eta)[\omega_{32}\omega_E + (1-\eta)\omega_H^2]}, \quad (3.42a)$$

$$\begin{aligned} \omega_{2,3}^2 = & \omega_{32}\omega_E + (1-\eta)\omega_H^2 + \\ & + \frac{r_1^2\omega_E^2\{(6-6\eta+\eta^2)[\omega_{32}\omega_E + (1-\eta)\omega_H^2]^2 - \omega_{32}^2\omega_E^2\}}{2(1-\eta)^2[\omega_{32}\omega_E + (1-\eta)\omega_H^2]^2} - \\ & - \frac{ir_1\omega_E[2\omega_{32}\omega_E + (2-\eta)\omega_H^2]}{[\omega_{32}\omega_E + (1-\eta)\omega_H^2]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (3.42b)$$

Отметим, что условие, накладываемое на параметр η , имеет отношение к выражению (3.42б) в целом, но не относится к его первому слагаемому. Прецессионный вклад в щель спиновых колебаний существует при любых значениях η . Из (3.42б) следует, что при высоких температурах вдали от ОФП (как и в точке ОФП (3.39)) влияние магнитного поля (при достаточно большой его величине) на активацию ветви ω_2 может быть определяющим. Здесь мы также привели релаксационный вклад в щель прецессионной спиновой ветви $\omega_{2,3}$, обусловленный взаимодействием спиновых и релаксационных колебаний, для иллюстрации того, что этот вклад всегда входит в активацию прецессионной ветви наравне с вкладами от различных других взаимодействий.

Обратимся теперь ко второму дисперсионному уравнению в (3.38). Его решением являются частоты

$$\omega_4 = -\frac{i\omega_{12}\omega_E\omega'_B r_2}{r_1 r_2 \omega_E \omega'_B + \omega_{12}[r_1 r_2 \omega_E + r_2^2 \omega_B + \omega'_E]}, \quad (3.43a)$$

$$\begin{aligned} \omega_{5,6} = & \frac{1}{2} \left(-i[r_1\omega_E + r_2(\omega_B + \omega_{12})] \pm \right. \\ & \left. \pm \{4[r_1 r_2 \omega_E(\omega_{12} + \omega'_B) + r_2^2 \omega_B \omega_{12} + \omega_{12}\omega'_E] - \right. \\ & \left. - [r_1\omega_E + r_2(\omega_B + \omega_{12})]^2 \}^{1/2} \right). \end{aligned} \quad (3.43b)$$

В (3.39)–(3.43) ветви ω_1 и ω_4 являются ветвями, отвечающими поперечной релаксации компонент вектора **L**. Поперечная релаксация вектора **M** оказывает влияние на ветви ω_2 и ω_3 , а продольная релаксация векторов **M** и **L** — на ветви ω_5 и ω_6 .

3. Фаза $L||z, M||x$. Выражения для частот спиновых волн ω_i ($i=1-6$) можно получить из (3.39)–(3.43) при замене частот ω_{12} и ω_{32} на частоты ω_{21} и ω_{31} с соответствующей заменой индексов у постоянных β .

Таким образом, из приведенных выше результатов следует, что при отказе от условий (3.30) в статике и динамике и при учете релаксации спектр спиновых волн антиферромагнетика состоит из шести ветвей. Все частоты колебаний являются комплексными. Мнимые части частот обуславливают затухание колебаний. При этом чисто мнимые частоты описывают релаксационные колебания векторов **M** и **L**, а частоты, имеющие отличную от нуля действительную часть, отвечают затухающим спиновым волнам антиферромагнетика (затухающим прецессионным колебаниям векторов **M** и **L**). В последнем случае затухание спиновых волн обусловлено их взаимодействием с релаксационными колебаниями. Величина затухания спиновых волн зависит от соотношения между мнимой частью релаксационной ($\text{Im } \omega_r$) и действительной частью прецессионной ($\text{Re } \omega_{pr}$) мод. Если $\text{Re } \omega_{pr} \gg \text{Im } \omega_r$, то прецессионная мода представляет собой слабозатухающую спиновую волну. При $\text{Re } \omega_{pr} \ll \text{Im } \omega_r$ прецессионное движение переходит в релаксационное. Обычно в магнетиках выполняется первое условие. Однако в том случае, когда магнетик находится в области ОФП $\omega_{pr} \rightarrow 0$, может выполняться и второе условие. Такая же ситуация может иметь место и для колебаний парамагнитной подсистемы, находящейся в поле намагниченной подсистемы, когда затухание в первой из них очень велико (например, колебания редкоземельной подсистемы в области высоких температур в редкоземельных ортоферритах).

В нашем случае точки ОФП определяются знаками равенства в условиях устойчивости фаз антиферромагнетика (3.32). На основании обозначений (3.34а), (3.37а) точки ОФП можно определять и условием обращения в нуль соответствующих частот ω_{ij} при $k = 0$: $\omega_{ij}(k = 0) = 0$. Рассмотрим отдельно поведение спектра колебаний антиферромагнетика для случаев вдали и вблизи от точек ОФП.

Вдали от ОФП, когда можно считать, что $r_{1,2} \ll (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$ для всех значений i и j , спектр колебаний антиферромагнетика в каждой фазе состоит из двух релаксационных $\omega_{1,2}$ (в фазе 1), $\omega_{1,4}$ (в фазах 2 и 3) и двух слабозатухающих прецессионных $\omega_{3,4}$ (в фазе 1), $\omega_{2,3}$ (в фазах 2 и 3) и $\omega_{5,6}$ ветвей (физический смысл имеют только положительные значения частот). В области ОФП спектр колебаний зависит от конкретной точки ОФП. Вблизи точек ОФП $1 \rightarrow 2$ ($\omega_{23}(0) \rightarrow 0$), $1 \rightarrow 3$ ($\omega_{13}(0) \rightarrow 0$) и $2 \leftrightarrow 3$ ($\omega_{12,21}(0) \rightarrow 0$) в случае, когда $r_{1,2} \gg (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$ ($ij = 23, 13, 12, 21$ соответственно для ОФП $1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 3$), спектр колебаний в каждой фазе антиферромагнетика состоит из четырех релаксационных ветвей ($\omega_{1,2,3,4}$ для фазы 1 и $\omega_{1,4}, \omega_{5,6}$ для фаз 2 и 3; две из них соответствуют продольной релаксации векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} , а две другие — поперечной) и одной слабозатухающей прецессионной ветви ($\omega_{5,6}$ в фазе 1 и $\omega_{2,3}$ в фазах 2 и 3). Для последней ветви предполагается выполнение условия $r_{1,2} \ll (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$, где $ij = 13, 23, 31$ соответственно для ОФП $1 \rightarrow 2$, $1 \rightarrow 3$ и $2 \leftrightarrow 3$. По этим модам антиферромагнетик находится вдали от ОФП. Одна из указанных релаксационных ветвей вблизи ОФП является мягкой, и частота ее обращается в нуль в самой точке перехода при $k \rightarrow 0$. Это частота ω_3 в фазе 1 вблизи ОФП $1 \rightarrow 2$ и $1 \rightarrow 3$ и частота ω_4 в фазах 2 и 3 вблизи ОФП $2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2$ соответственно:

$$\omega_{3,4} = ig\alpha k^2/(r_1 L) \rightarrow 0, \quad k \rightarrow 0. \quad (3.44)$$

Прецессионная ветвь в указанных точках ОФП при $k \rightarrow 0$ является активационной. Ее активация (в нулевом приближении по степеням r и $1 - \eta$) определяется обменом, анизотропией и магнитным полем (см. также (3.37а)):

$$\text{Re } \omega_{5,6}^2 = \omega_E \omega_{23,13}(0) + \omega_H^2(1 + \eta)^2, \\ \text{фаза 1, ОФП } 1 \rightarrow 2, 1 \rightarrow 3;$$

$$\text{Re } \omega_{3,4}^2 = \omega_E \omega_{32,31}(0), \quad \text{фазы 2, 3, ОФП } 2 \leftrightarrow 3. \quad (3.45)$$

Аналогично ведет себя спектр колебаний антиферромагнетика в области ОФП $2 \rightarrow 1$ ($\omega_{32}(0) \rightarrow 0$) и $3 \rightarrow 1$ ($\omega_{31}(0) \rightarrow 0$) при $r \gg \omega_H(1 - \eta)^{3/2}/(\omega\eta) \gg (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$, где $ij = 32, 31$ соответственно для ОФП $2 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 1$ (см., например, формулы (3.40) и (3.43)), а также при $r_1 \ll (\omega_{ij}/\omega_E)$ (см. формулы (3.41а) и (3.41б)). В случае же $\omega_H(1 - \eta)^{3/2}/(\omega\eta) \gg r_1 \gg (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$ спектр колебаний, как и вдали от ОФП, состоит из двух релаксационных ($\omega_{1,4}$) и двух слабозатухающих ($\omega_{2,3}$ и $\omega_{5,6}$) прецессионных ветвей (как и выше, предполагается, что для мод, по которым не происходит ОФП, выполняется условие $r_{1,2} \ll (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$, где $ij = 12, 21$ для фаз 2 и 3, соответственно). Релаксационная ветвь ω_1 вблизи рассматриваемых ОФП является мягкой, и ее частота обращается в нуль в самих точках ОФП при $k \rightarrow 0$:

$$\omega_1 = \frac{ig\alpha k^2 r_1 \omega_E^2}{r_1^2 \omega_E^2 + (1 - \eta)^2 \omega_H^2} \rightarrow 0, \quad k \rightarrow 0. \quad (3.46)$$

Ветвь $\omega_{2,3}^2$ при $r_1 \gg \omega_H(1 - \eta)^{3/2}/(\omega\eta) \gg (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$ является релаксационной, а при $(\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2} \ll r_1 \ll \omega_H(1 - \eta)^{3/2}/(\omega\eta)$ — прецессионной с активацией, определяемой, в основном, величиной магнитного поля и продольной восприимчивостью (см. формулу (3.42б)):

$$\text{Re } \omega_{2,3}^2(0) = \omega_H^2(1 - \eta). \quad (3.47)$$

Активация прецессионной ветви $\omega_{5,6}$ определяется анизотропией и обменом:

$$\text{Re } \omega_{5,6}^2(0) = \omega_{12,21}(0)\omega'_E \cong \omega_{12,21}(0)\omega_E. \quad (3.48)$$

Отметим, что при $H = 0$ в фазе 1 не происходит существенного смягчения какой-либо ветви колебаний. Это объясняется тем, что в точке $H = 0$ должна смягчаться мода ω_2 , отвечающая продольной релаксации вектора \mathbf{L} . Ее полное смягчение может иметь место только в точке Нееля, когда $L \rightarrow 0$. В то же время при $H \rightarrow 0$ в фазах 2 и 3 сужается (по параметру затухания) область существования слабозатухающих прецессионных колебаний моды $\omega_{2,3}$.

Итак, при отказе от условия 1) в статике и динамике спектр магнитных колебаний антиферромагнетика вблизи ОФП и в области малых полей состоит из одной прецессионной и четырех релаксационных ветвей. Прецессионная ветвь в точке ОФП имеет активацию, определяемую обменом, анизотропией и магнитным полем. Одна из релаксационных ветвей является мягкой (ее частота обращается в нуль при $k \rightarrow 0$ в самой точке ОФП). В области больших полей в спектре колебаний антиферромагнетика в фазах с $\mathbf{ML} = 0$ (фазы 2 и 3) вблизи ОФП в фазу с $\mathbf{ML} \neq 0$ (фаза 1) имеются две прецессионные ветви. Однако и здесь мягкой модой в области ОФП является релаксационная мода. Последний случай при отказе от условия $\mathbf{ML} = 0$ (с учетом условия $\mathbf{L}^2 = \text{const}$) был исследован теоретически и экспериментально [4,25] в редкоземельных ортоферритах. Полученные в этих работах результаты соответствуют случаю $\omega_H(1 - \eta)^{3/2}/(\omega\eta) \gg r_{1,2} \gg (\omega_{ij}/\omega_E)^{1/2}$.

3.2.3. Спектр связанных магнитоупругих волн в двухподрешеточном антиферромагнетике. Включим теперь магнитоупругое взаимодействие ($b \neq 0$). Анализ связанной системы уравнений (3.33) показывает, что основные черты спектра магнитоупругих колебаний одинаковы во всех фазах (3.32). Поэтому ограничимся здесь рассмотрением поведения спектра в фазе 3 в области ОФП $3 \rightarrow 1$. В этом случае с магнитными ветвями ω_1 и $\omega_{2,3}$ взаимодействует только поперечная упругая ветвь с поляризацией вдоль оси x . Другая поперечная ветвь с поляризацией вдоль оси y и продольный звук взаимодействуют с магнитными ветвями ω_4 и $\omega_{5,6}$. Взаимодействием последних в области ОФП $3 \rightarrow 1$ можно пренебречь. Линеаризованная система уравнений (3.33) для взаимодействующих магнитных и упругих колебаний имеет вид

$$[r_1 \omega_E - i(1 - \eta)\omega]m_z + (1 - \eta)\omega_H m_y + r_1 \eta \omega_H l_x = 0,$$

$$(r_1 \omega_E - i\omega)m_y + \left(\omega_{31} + \omega_{\text{ме}} - \frac{\eta \omega_H^2}{\omega_E} \right) l_x -$$

$$- \omega_H m_z + \frac{i}{2} k g b L^2 \tilde{u}_x = 0,$$

$$\left\{ r_2 \left[(\omega_{32} + \omega_{\text{me}})(1 - \eta) + \frac{\eta^2 \omega_H^2}{\omega_E} \right] - i(1 - \eta)\omega \right\} l_x - \\ - (1 - \eta)\omega_E m_y + r_2 \eta \omega_H m_z + \frac{i}{2} r_2 k g b L^2 \tilde{u}_x = 0, \\ (\omega^2 - \omega_{ik}^2) \tilde{u}_x + \frac{i}{2\rho} k b L z = 0, \quad (3.49)$$

где $\omega_{ik} = s_i k$, $s_i^2 = \mu/\rho$.

Дисперсионное уравнение системы (3.49) в приближении $\omega_E \gg \omega_{31}$, ω_H и $r_1 \approx r_2 \ll 1$ может быть записано как

$$(1 - \eta)i\omega^5 - r_1 \omega_E (2 - \eta)\omega^4 - i \left\{ (1 - \eta) [\omega_{1k}^2 + \right. \\ + (1 - \eta)\omega_H^2 + \omega_{ik}^2] + r_1^2 \omega_E^2 \} \omega^3 + \\ + r_1 \omega_E [\omega_{1k}^2 + \omega_{ik}^2 (2 - \eta)] \omega^2 + \\ + i \omega_{ik}^2 \left\{ (1 - \eta) [\omega_{1k}^2 (1 - \xi_{ik}) + (1 - \eta)\omega_H^2] + \right. \\ \left. + r_1^2 \omega_E^2 \right\} \omega - r_1 \omega_{ik}^2 \omega_{1k}^2 \omega_E (1 - \xi_{ik}) = 0, \quad (3.50)$$

где

$$\omega_{1k}^2 = \omega_{sk}^2 + \omega_E \omega_{\text{me}}, \quad \omega_{sk}^2 = \omega_{31} \omega_E, \\ \omega_{\text{me}} = \frac{g b^2 M_0^3}{\mu}, \quad \xi_{ik} = \frac{\omega_E \omega_{\text{me}}}{\omega_{1k}^2}. \quad (3.50a)$$

Рассмотрим сначала спектр связанных магнитоупругих волн в антиферромагнетике при $k = 0$. В этом случае дисперсионное уравнение распадается на два. Решением первого из них являются две нулевые частоты

$$\omega_{4,5} = 0, \quad (3.51)$$

а остальные три частоты ($\omega_{1,2,3}$) определяются из кубического уравнения

$$(1 - \eta)i\omega^3 - r_1 \omega_E (2 - \eta)\omega^2 - i \left\{ (1 - \eta) [\omega_{10}^2 + \right. \\ \left. + (1 - \eta)\omega_H^2] + r_1^2 \omega_E^2 \right\} \omega + r_1 \omega_E \omega_{10}^2 = 0. \quad (3.52)$$

Это уравнение совпадает с уравнением (3.38), если в последнем заменить ω_{32} на ω_{10}^2/ω_E . При учете магнитоупругого взаимодействия в точке ОФП $3 \rightarrow 1$ ($\omega_{31}(0) = 0$) частота ω_{10} не обращается в нуль ($\omega_{10}^2(0) = \omega_E \omega_{\text{me}}$ — магнитоупругая щель в спектре квазиспиновых волн). Поэтому как в точке ОФП, так и вблизи, и вдали от нее приближенные решения дисперсионного уравнения (3.52) будут выражаться формулами (3.40)–(3.42) также при замене ω_{32} на ω_{10}^2/ω_E .

Таким образом, в точке ОФП $\omega_{31}(0) = 0$ при $k = 0$, а также при большом затухании в магнитной подсистеме и малых полях (или низких температурах, $\eta \rightarrow 1$) спектр связанных магнитоупругих колебаний состоит из трех активационных $\omega_{1,2,3}$ (3.40) и двух безактивационных $\omega_{4,5}$ (3.51) ветвей. Все три активационные ветви являются релаксационными. Мода ω_1 , которая в отсутствие магнитоупругой связи была мягкой, при учете магнитоупругого взаимодействия становится активационной с величиной активации, определяемой этим взаимодействием.

В том случае, когда в точке ОФП частота релаксации в магнитной подсистеме мала по сравнению с магнитоупругой щелью $\omega_{10} \gg r_1 \omega_E$, а магнитное поле мало или ОФП происходит при низких температурах, частота ω_1

(3.41a) по-прежнему остается релаксационной с активацией, определяемой магнитоупругой связью. Остальные две частоты $\omega_{2,3}$ (3.41б) описывают слабозатухающие прецессионные колебания — квазиспиновые волны (физический смысл имеют только положительные частоты). Из (3.41б) следует, что, если ОФП происходит при низких температурах и в сравнительно малых магнитных полях, то зависимость активации квазиспиновых волн от магнитного поля является слабой — она сказывается только во втором порядке разложения частоты $\omega_{2,3}$ по степеням малого параметра $1 - \eta$. Активация квазиспиновых волн в данном случае при изменении магнитного поля остается практически постоянной и определяется магнитоупругим взаимодействием.

И, наконец, если ОФП происходит при высоких температурах и в больших магнитных полях, то активационные ветви выражаются формулами (3.42). Первая из них по-прежнему остается релаксационной, а остальные описывают квазиспиновые колебания. Согласно (3.42) активация квазиспиновых ветвей в этом случае может полностью определяться магнитным полем и продольной восприимчивостью (если этот вклад преобладает над магнитоупругим).

При $k \neq 0$ в длинноволновом приближении $\omega_{ik}^2 \ll \omega_E \omega_{\text{me}}$ спектр связанных магнитоупругих волн также состоит из 5 ветвей. Три ветви из них $\omega_{1,2,3}$ по-прежнему являются активационными, но теперь их закон дисперсии зависит от волнового вектора \mathbf{k} . Законы дисперсии этих ветвей в нулевом приближении по малому, параметру $\omega_{ik}^2/(\omega_E \omega_{\text{me}})$ выражаются формулами, аналогичными выражениям (3.40)–(3.42) при $k \neq 0$. В первом приближении в формулах (3.40)–(3.42) появятся добавки, пропорциональные этому малому параметру [7]. Законы дисперсии последних двух ветвей связанных колебаний в длинноволновом приближении и при $(1 - \eta)\omega_{ik}\Omega_{1k}(\Omega_{1k}^2 + \omega_E \omega_{\text{me}})^{1/2}/\omega_{1k}^2 \ll r_1 \omega_E$ выражаются формулами

$$\omega_{4,5} = \frac{1}{2} \left(\pm \left\{ 4\omega_{ik}^2 (1 - \xi_{ik}) - \frac{\omega_{ik}^4 [(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2]^2}{r_1^2 \omega_E^2 \omega_{1k}^4} \right\}^{1/2} - \right. \\ \left. - i \frac{\omega_{ik}^2 [(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2]}{r_1 \omega_E \omega_{1k}^2} \right), \quad (3.53)$$

где $\Omega_{1k}^2 = \omega_{sk}^2 + (1 - \eta)\omega_H^2$. Отсюда следует, что эти ветви при $r_1 \omega_E \omega_{1k}^2 (1 - \xi_{ik})^{1/2}/[(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2] \gg \omega_{ik}$ являются слабозатухающими квазиупругими ветвями с квадратичным законом дисперсии:

$$\omega_{4,5} = \pm \omega_{ik} \left(\frac{g \alpha L k^2}{\omega_E \omega_{\text{me}}} \right)^{1/2} - i \frac{\omega_{ik}^2 [(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2]}{2 r_1 \omega_E \omega_{1k}^2}. \quad (3.54)$$

В обратном же случае ветви $\omega_{4,5}$ становятся чисто релаксационными с квадратичной зависимостью от k :

$$\omega_4 = -i \frac{\omega_{ik}^2 [(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2]}{r_1 \omega_E \omega_{1k}^2}, \\ \omega_5 = -i r_1 \frac{\omega_E \omega_{1k}^2 (1 - \xi_{ik})}{(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2 \omega_E^2}. \quad (3.55)$$

Первая из этих ветвей является квазиупругой, а вторая — квазирелаксационной.

При $(1 - \eta)\omega_{ik}\Omega_{1k}(\Omega_{1k}^2 + \omega_E\omega_{me})^{1/2}/\omega_{1k}^2 \gg r_1\omega_E$ ветви $\omega_{4,5}$ описывают слабозатухающие квазиупругие ветви колебаний с линейным законом дисперсии в самой точке ОФП:

$$\omega_{4,5} = \pm \frac{\omega_{ik}\Omega_{1k}}{[\omega_{1k}^2 + (1 - \eta)\omega_H^2]^{1/2}} - \frac{1}{2} ir_1\omega_E\omega_{1k}^2 \frac{\xi_{ik}(1 - \eta)\omega_H^2 - (1 - \xi_{ik})\omega_{1k}^2}{(1 - \eta)\Omega_{1k}^2[\omega_{1k}^2 + (1 - \eta)\omega_H^2]}. \quad (3.56)$$

В области больших k ($\omega_{ik}^2 \gg \omega_E\omega_{me}$) спектр связанных колебаний снова будет состоять из слабозатухающих квазиспиновой (прецессионной) и квазиупругой, а также квазирелаксационной ветвей. Закон дисперсии квазиупругих колебаний при этом будет мало отличаться от линейного.

Отметим, что условие $r_1\omega_E\omega_{1k}^2(1 - \xi_{ik})^{1/2}/[(1 - \eta)\Omega_{1k}^2 + r_1^2\omega_E^2] \ll \omega_{ik}$, налагаемое на модуль волнового вектора k , в точке ОФП переходит в неравенство, накладываемое на параметры антиферромагнетика. Действительно, используя введенные ранее обозначения для частот, входящих в это неравенство, получаем в точке ОФП $\omega_{31}(0) = 0$ и при $k \rightarrow 0$ вместо написанного выше новое условие: $(g\alpha L\omega_{me})^{1/2} \ll \tilde{r}_1 s_t$, где $\tilde{r}_1 = r_1\{1 + (1 - \eta)^2 \times [\omega_H/(r_1\omega_E)]^2\}$. Последнее условие фактически наложено на параметр затухания \tilde{r}_1 . При типичных значениях постоянных для антиферромагнетика $g \approx 1,8 \times 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\alpha \approx 10^{-12} \text{ см}^2$, $L \approx 10^2 \text{ Гс}$, $bL^2 \approx 10^7 \text{ эрг см}^{-3}$, $s_t \approx 3 \times 10^5 \text{ см с}^{-1}$ получаем, что безактивационные ветви будут чисто релаксационными при параметре затухания $\tilde{r}_1 \gg 10^{-4}$. Как и для случая ферромагнетиков, здесь это условие в области ОФП с большой степенью вероятности может быть выполнено. Следствием выполнения этого условия и, тем самым, превращения квазиупругой ветви в чисто релаксационную, может являться не наблюдаемое на экспериментах и в антиферромагнетиках 100 %-ное уменьшение скорости поперечных квазиупругих волн в точках ОФП.

При учете взаимодействия Дзялошинского в равновесном состоянии антиферромагнетика в поле $\mathbf{H}||\mathbf{x}$ будут осуществляться также три магнитные фазы: 1) M_x, M_z, L_x, L_z ; 2) M_x, L_y, L_z ; 3) M_x, L_z . Первые две фазы являются угловыми. Условие $\mathbf{ML} = 0$ выполняется только для фаз 2 и 3. Анализ уравнений движения (3.33) показывает, что спектр связанных колебаний в фазе 3 будет определяться формулами, аналогичными (3.39)–(3.43) и (3.53), с новыми выражениями для характерных частот, входящих в эти формулы. Поведение же ветвей связанных колебаний АФМ вблизи ОФП второго рода $3 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 2$ в этой фазе остается таким же, как и в отсутствие взаимодействия Дзялошинского. Спектр колебаний в угловых фазах 1 и 2 выражается более сложными формулами, чем (3.40)–(3.42). Однако и в этих фазах поведение спектра в области ОФП второго рода $1 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 3$ и первого рода $1 \rightarrow 2$ будет аналогично рассмотренному ранее поведению для фаз 1 и 2 антиферромагнетика без учета взаимодействия Дзялошинского.

Таким образом, проведенное в данном разделе исследование спектра колебаний антиферромагнетика при отказе от условий постоянства и равенства модулей намагниченностей подрешеток в статике и динамике позволяет сделать следующие выводы.

Отказ от условия $\mathbf{ML} = 0$ в статике приводит к появлению в находящемся в магнитном поле антиферромагнетике фазы, в которой $\mathbf{M}||\mathbf{L}$, а следовательно, и $\mathbf{ML} \neq 0$.

Отказ от условий $\mathbf{ML} = 0$ и $\mathbf{M}^2 + \mathbf{L}^2 = \text{const}$ также и в динамике антиферромагнетика приводит к тому, что кроме прецессионного движения векторов \mathbf{M} и \mathbf{L} становятся возможными их поперечные и продольные релаксационные движения. При этом в отсутствие магнитоупругого взаимодействия в области ОФП мягкой модой является релаксационная мода, отвечающая поперечной релаксации вектора антиферромагнетизма. Вблизи ОФП существует лишь одна ветвь, отвечающая слабозатухающим прецессионным колебаниям. При учете магнитоупругой связи мягкая релаксационная мода в точке ОФП приобретает активацию, которая определяется магнитоупругим взаимодействием. В этом случае мягкой модой является квазиупругая мода колебаний. Закон дисперсии этой моды в точке ОФП имеет квадратичный характер. При достаточно большом значении параметра затухания антиферромагнетика квазиупругая ветвь может стать чисто релаксационной.

4. Обсуждение результатов

4.1. Ферромагнетик. Особенности спектра колебаний

Как показывают приведенные выше теоретические результаты, при вычислении спектра колебаний ферромагнетика так же, как и антиферромагнетика, учет релаксации является необходимым. Влияние релаксационных колебаний на прецессионные колебания особенно возрастает вблизи точек фазовых переходов. Если в пренебрежении магнитоупругим взаимодействием спектр колебаний поперечных компонент намагниченности в ферромагнетике вдали от ОФП представляет собой слабозатухающие спиновые волны (3.14), то вблизи ОФП прецессионный характер движения этих компонент изменится на чисто релаксационный (3.15), и мягкой модой при этом является релаксационная поперечная мода (в точке перехода при $k = 0$ ее частота обращается в нуль). Продольные же колебания в ферромагнетике всегда являются релаксационными.

При учете магнитоупругого взаимодействия в выбранном в разделе 3.1 основном состоянии ферромагнетика колебания поперечных компонент намагниченности взаимодействуют с поперечными упругими колебаниями, а продольные колебания намагниченности взаимодействуют с продольными упругими волнами.

Спектр поперечных магнитоупругих волн состоит из шести ветвей (физический смысл имеют только положительные частоты). Ветвь $\omega_{1,2}$ является активационной с величиной щели, определяемой согласно (3.17) магнитоупругой связью и релаксацией намагниченности. Остальные ветви безактивационны. Одна из квазиупругих ветвей колебаний ($\omega_{3,4}$) в области ОФП имеет линейный закон дисперсии (3.17). Учет релаксации намагниченности приводит к затуханию данной упругой ветви. Вторая безактивационная ветвь связанных колебаний $\omega_{5,6}$ (3.18), (3.19) может быть как квазиупругой, так и квазимагнитной. В обоих случаях закон дисперсии этой ветви квадратичен по k . При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \gg r_1^2\omega_i^2$ ветвь $\omega_{5,6}$ является квазиупругой. При $\omega_{2k}\omega_{2sk} \ll r_1^2\omega_i^2$ ветви $\omega_{5,6}$ описывают чисто релаксационные колебания — соответственно

квазиспиновые и квазиупругие. Именно эти две моды смягчаются при приближении к точке ОФП.

Таким образом, в области ОФП все виды поперечного движения намагниченности и решетки могут стать чисто релаксационными. При этом в точке ОФП мягкой является релаксационная мода (сам переход происходит по релаксационной мягкой моде).

При учете магнитоупругого взаимодействия в спектре связанных колебаний ферромагнетика всегда имеется слабозатухающая активационная квазиспиновая мода с величиной активации, определяемой магнитоупругой связью. Смягчающейся в точке ОФП модой является квазиупругая ветвь, которая может стать чисто релаксационной.

Спектр продольных магнитоупругих колебаний ферромагнетика состоит из трех ветвей (3.20)–(3.22).

Вдали от точки Кюри в случае, когда минимальная фазовая скорость релаксационных мод v_{\min} меньше скорости продольного звука s_l , существует область волновых чисел (3.21), в которой все колебания являются нераспространяющимися.

Если в точке Кюри происходит фазовый переход первого рода (это возможно при отрицательной обменной константе \tilde{B}), то при $v_{\min} \gg s_l$ и $k \rightarrow 0$ закон дисперсии квазиупругих волн кубичен по k (3.25), а скорость этих волн стремится к нулю при $k \rightarrow 0$ (3.26). Такое поведение продольного квазизвука имеет место при определенном соотношении между константами упругости и магнитоупругости ферромагнетика (3.24).

Аномальное уменьшение скорости продольного звука вблизи фазового перехода второго рода (при $\tilde{B} > 0$) также возможно (3.29), однако скорость при этом не может достичь теоретического предела, равного нулю, как в случае перехода первого рода при $\tilde{B} < 0$.

Одна из релаксационных ветвей (3.20), соответствующая релаксации намагниченности, в точке Кюри имеет активацию, определяемую магнитоупругим взаимодействием. Это говорит о том, что время продольной релаксации намагниченности в точке Кюри остается конечным, а не стремится к бесконечности, как в случае отсутствия магнитоупругой связи.

4.2. Антиферромагнетик. Особенности спектра в области фазовых переходов

Приведенный здесь и в [1] обзор экспериментальных и теоретических работ по динамике магнетиков в области магнитных фазовых переходов показывает, что щель в точках фазовых переходов в спектре прецессионных спиновых колебаний формируется за счет целого ряда вкладов. К ним относятся магнитоупругий, релаксационный и дипольный вклады, а также вклады от других магнитных подсистем, если в магнетике имеются магнитные ионы других атомов. Роль всех вкладов, кроме релаксационного, подробно проанализирована в [1]. Поэтому здесь обсудим роль продольной восприимчивости и релаксации в динамике магнетиков.

Сначала рассмотрим, как изменяется спектр магнитных колебаний при учете только продольной восприимчивости и релаксационного вклада, т.е. пренебрежем магнитоупругим, дипольным вкладами и влиянием других магнитных подсистем. Это позволит выяснить вопрос о том, какая из магнитных ветвей колебаний смягчается в точке фазового перехода.

1. Фаза $\mathbf{M} \parallel \mathbf{L} \parallel \mathbf{x}$. Вблизи точки ОФП первого рода $1 \rightarrow 2$ ($\omega_{23}(0) = 0$) согласно (3.36) спектр спиновых колебаний состоит из четырех релаксационных $\omega_{1,2,3,4}$ и одной прецессионной $\omega_{5,6}$ ветвей (физический смысл имеют только положительные частоты). Мягкой модой для данного перехода является релаксационная ветвь ω_3 , которая отвечает поперечным колебаниям векторов ферро- и антиферромагнетизма. В самой точке перехода она обращается в нуль. Прецессионная ветвь $\omega_{5,6}$ является активационной. В точке перехода ее активация определяется анизотропией, магнитным полем и продольной восприимчивостью (3.36в). Более точный расчет по полному дисперсионному уравнению (см. приложение, (П.1)) приводит еще и к появлению в активации этой ветви релаксационного вклада в точке перехода $1 \rightarrow 2$:

$$\text{Re } \omega_{5,6}^2 = \omega_E \omega_{13} + \omega_H^2 (1 + \eta)^2 + r_1 r_2 \omega_E \omega_{13}. \quad (4.1)$$

Отметим, что анизотропный вклад в активацию этой ветви обусловлен взаимодействием колебаний поперечных компонент векторов ферро- и антиферромагнетизма и выбором модели антиферромагнетика как двухосного магнетика. В случае одноосного антиферромагнетика ($\beta_1 = \beta_3$) данный вклад в (4.1) будет отсутствовать, и тогда щель в прецессионной ветви будет определяться магнитным полем, продольной восприимчивостью и релаксационным вкладом (второе и третье слагаемые в (4.1)). Отметим, что даже в случае одноосного кристалла и спонтанного ОФП (т.е. при $H = 0$) щель в спектре прецессионной ветви не равна нулю. В этом случае она определяется чисто релаксационным вкладом (третье слагаемое в (4.1)).

В области фазового перехода $1 \rightarrow 3$ ($\omega_{13}(0) = 0$) спектр колебаний ведет себя аналогичным образом и описывается теми же формулами, что и выше, при замене ω_{23} на ω_{13} .

Как показывает анализ линеаризованных уравнений Ландау–Лифшица (3.34) и полного дисперсионного уравнения (П.1), в области фазового перехода второго рода $1 \rightarrow 4$ спектр магнитных колебаний состоит из двух релаксационных

$$\omega_1 = -ir_1 \omega_E, \quad \omega_2 = -ir_2 (\omega_B - \tilde{\omega}_B), \quad (4.2a)$$

и четырех прецессионных ветвей:

$$\omega_{3,4} = \frac{1}{2} \left\{ \pm \left[\frac{4\omega_H^2 \omega_{13} \omega_{23}}{\omega_E^2} - r_2^2 (\omega_{13} + \omega_{23})^2 \right]^{1/2} - ir_2 (\omega_{13} + \omega_{23}) \right\},$$

$$\omega_{5,6} = \pm \omega_H - ir_1 \omega_E. \quad (4.2b)$$

В самой точке фазового перехода ($\omega_B = 0$, $\eta = 0$, так как $L = 0$) смягчается релаксационная ветвь ω_2 , соответствующая продольным колебаниям вектора антиферромагнетизма. Отметим, что вблизи точки Нееля ветви $\omega_{3,4,5,6}$ также могут стать релаксационными, так как в этом случае переход происходит в малых магнитных полях.

2. Фаза $\mathbf{M} \parallel \mathbf{x}$, $\mathbf{L} \parallel \mathbf{y}$. Вблизи фазового перехода первого рода $2 \rightarrow 1$ ($\omega_{32}(0) = 0$) спектр магнитных колебаний в случае малых магнитных полей состоит из четырех релаксационных $\omega_{1,2,3,4}$ и двух прецессионных $\omega_{5,6}$ ветвей (формулы (3.40) и (3.43)). Вдали же от фазового перехода

и при больших магнитных полях спектр колебаний состоит из двух релаксационных ω_1 , ω_4 и двух прецессионных $\omega_{2,3}$, $\omega_{5,6}$ ветвей (формулы (3.41)–(3.43)). Из линейаризованной системы уравнений (3.37) следует, что колебания поперечных компонент векторов ферро- и антиферромагнетизма разделяются. Это приводит к тому, что в точке ОФП при больших магнитных полях активация прецессионной ветви $\omega_{2,3}$ (3.39) определяется только магнитным полем, релаксацией и продольной восприимчивостью и не "маскируется" анизотропным вкладом от частоты ω_{12} , как это имело место в предыдущей фазе. Поскольку фазовые переходы $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ суть фазовые переходы первого рода, то активации прецессионной ветви $\omega_{2,3}$ со стороны фаз 1 и 2 не совпадают, т.е. в самой точке перехода имеется скачок активации данной прецессионной ветви. Активация второй прецессионной ветви $\omega_{5,6}$ вблизи рассматриваемого перехода всегда в основном определяется анизотропией. Мягкой модой в области ОФП $2 \rightarrow 1$ является релаксационная мода ω_1 .

В окрестности ОФП $2 \rightarrow 3$ ($\omega_{12}(0) = 0$) спектр магнитных колебаний при $r_1\omega_E \gg (\omega_{12}\omega_E)^{1/2}$ также состоит из четырех релаксационных ω_1 , $\omega_{4,5,6}$ и двух прецессионных $\omega_{2,3}$ ветвей. В обратном случае $r_1\omega_E \ll (\omega_{12}\omega_E)^{1/2}$ имеются две релаксационные (ω_1 и ω_4) и четыре прецессионные ($\omega_{2,3}$ и $\omega_{5,6}$) ветви. Мягкой модой в области этого перехода является релаксационная мода ω_4 . Отметим, что по своей природе ОФП $2 \rightarrow 3$ есть спонтанный ориентационный переход, так как согласно (3.32) он происходит при смене знака разности констант анизотропии $\beta_1 - \beta_2$. Отсюда и из (3.43) следует, что активация ветви $\omega_{5,6}$ всегда определяется только анизотропией.

Из линейаризованной системы уравнений Ландау–Лифшица (3.37) и полных дисперсионных уравнений (П.2) и (П.3) следует, что в области фазового перехода второго рода $2 \rightarrow 4$ спектр магнитных колебаний состоит из четырех релаксационных

$$\begin{aligned} \omega_1 &= -ir_1\omega_E, \quad \omega_2 = -ir_2\omega_{12}, \quad \omega_3 = -ir_3\omega_{32}, \\ \omega_4 &= -i\omega'_B \frac{\omega_H^2}{r_1\omega_E^2} \end{aligned} \quad (4.3a)$$

и двух прецессионных ветвей

$$\omega_{5,6} = \pm\omega_H - ir_1\omega_E. \quad (4.3б)$$

В точке фазового перехода ($\omega'_B = 0$) смягчается релаксационная ветвь ω_4 , соответствующая продольным колебаниям вектора антиферромагнетизма. Вблизи точки Нееля, как и в области перехода $1 \rightarrow 4$, все ветви могут стать релаксационными.

3. Фаза $\mathbf{M}||\mathbf{x}$, $\mathbf{L}||\mathbf{z}$. Все особенности спектра магнитных колебаний следуют из результатов для предыдущей фазы при замене у характерных частот и констант индекса 1 на 2.

При учете магнитоупругого взаимодействия в области ОФП $2 \rightarrow 1$ спектр взаимодействующих магнитных и упругих колебаний в случае большого затухания в магнитной подсистеме (или малой величины параметра магнитоупругой связи) $r_1\omega_E \gg (\omega_{me}\omega_E)^{1/2}$ состоит из трех квазимагнитных релаксационных (3.52) и двух квазиупругих ветвей (3.53). Однако магнитоупругое взаимодействие приводит к появлению магнитоупругой щели в законе дисперсии мягких релаксационных мод

колебаний (частота ω_1 при $\omega_{32} = \omega_{me}$ (3.40)). Мягкими модами в этом случае являются квазиупругие моды колебаний с квадратичным законом дисперсии в самой точке перехода (3.54), (3.55). Эти моды при большом затухании в магнитной подсистеме также могут стать чисто релаксационными.

В обратном случае $r_1\omega_E \ll (\omega_{me}\omega_E)^{1/2}$ спектр связанных колебаний состоит из одной активационной релаксационной ветви с величиной щели, определяемой магнитоупругим взаимодействием, и двух прецессионных квазиспиновых ветвей (соответственно, частоты ω_1 и $\omega_{2,3}$ при $\omega_{32} = \omega_{me}$ (3.41) и (3.42)), а также двух квазиупругих ветвей. Последние по-прежнему смягчаются в точке ОФП.

Аналогично ведет себя спектр связанных магнитоупругих колебаний в области ОФП и в других рассмотренных фазах.

При учете взаимодействия магнитоупругих колебаний с электромагнитными волнами в активационные ветви колебаний может аддитивно входить вклад, обусловленный данным взаимодействием. Как показано в [1], в этом случае в выражениях для частот квазимагнитных колебаний частоту магнитоупругой щели ω_{me} следует заменить на $\omega_{me} + \omega_{dip}$, где последнее слагаемое как раз и описывает взаимодействие между магнитоупругими и электромагнитными волнами.

Если в антиферромагнетике имеется еще одна подсистема магнитных ионов (например, редкоземельная подсистема в ортоферритах), то в активацию квазимагнитных ветвей также может аддитивно входить вклад и от данной подсистемы (см. [1]).

4.3. Антиферромагнетик.

Сравнение теории с экспериментом

Проведем далее сравнение теоретических результатов по величине активации в спектрах квазимагнитных колебаний с результатами описанных выше экспериментов.

1. Фазовые переходы $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ и $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ в ортоферритах YbFeO_3 , TmFeO_3 и фазовый переход $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ в ортоферрите ErFeO_3 . Для оценки щелей в спектре квазиспиновых волн воспользуемся формулами (3.41б), (3.42). Как следует из экспериментальных результатов (см. рис. 2, 5 и 6), в точках этих переходов величина щели в спектре квазиспиновых ветвей колебаний не зависит от величины магнитного поля для значений магнитных полей вплоть до 10 кЭ. Согласно экспериментальным данным [25, 37] величина η в области указанных переходов приблизительно равна 0,9. Используя также экспериментальное значение величины щели в спектре квазиспиновых колебаний $2\pi\nu = (\omega_{32}\omega_E)^{1/2} \approx 126$ ГГц (наименьшее значение из всех результатов на рассматриваемых рисунках) и значение $1,8$ ГГц кЭ⁻¹ для гиромагнитного отношения g , получаем следующую величину вклада от магнитного поля $2\pi\Delta\nu_H$ в щель квазиспиновых волн при максимальном значении магнитного поля $H = 10$ кЭ: по формуле (3.41б) $2\pi\Delta\nu_H \approx 0,6$ ГГц, а по формуле (3.42б) $2\pi\Delta\nu_H \approx 55,7$ ГГц. Последнее значение, как минимум, в два раза выше ошибки эксперимента. Отсюда следует вывод, что вблизи указанных переходов в фазе 2 должно выполняться условие $(\omega_{32}\omega_E)^{1/2} \gg r_1\omega_E \gg (1 - \eta)^{1/2}\tilde{\omega}_{32}$, а щель должна выражаться формулой (3.41б). В этом случае активация практически не зависит от величины магнитного поля. На самом деле, в реальных условиях эксперимента может работать промежуточный между

формулами (3.41б) и (3.42б) результат, так как согласно оценкам [1] обменная частота $\omega_E \approx 2,5 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$, а параметр релаксации $r_1 \sim 10^{-4}$. В этом случае величины $r_1\omega_E$ и $(1-\eta)^{1/2}\tilde{\omega}_{32}$ одного порядка, что и приводит к промежуточному результату. Оценка параметра релаксации r_1 в [1] является очень грубой, поэтому более точного согласия эксперимента и теории вряд ли можно достичь. Тем не менее наличие в теории интервала параметров (формула (3.41б)), при котором при низких температурах имеется слабая зависимость от магнитного поля, позволяет сделать вывод о хорошем качестве в целом согласия теории и эксперимента.

2. Фазовые переходы $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ и $\Gamma_4-\Gamma_{24}$ в Fe_3VO_6 . Согласно экспериментальным данным (см. раздел 2.2.2) величина η в Fe_3VO_6 в области рассматриваемых фазовых переходов равна 0,7. Полагая, что в Fe_3VO_6 величина щели в спектре квазиспиновых волн в нулевом магнитном поле $2\pi\nu \cong 94 \text{ ГГц}$ (см. рис. 9), и принимая значения обменной частоты и параметра релаксации такими же, как и указанные выше для ортоферритов иттербия, туллия и эрбия, получаем, что для данного антиферромагнетика должны быть справедливы условие 3 и формулы (3.42) в фазе 2. Таким образом, в Fe_3VO_6 должна наблюдаться сильная зависимость величины щели от магнитного поля, что как раз и следует из эксперимента (см. рис. 9). Оценим приращение щели по формуле (3.42б) в поле 10 кЭ. Оценка при $g = 1,8 \text{ ГГц кЭ}^{-1}$ дает значение частоты $\nu \approx 10 \text{ ГГц}$. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальным значением $\nu \approx 7 \text{ ГГц}$.

В [30, 34] и в работах, на которые там даны ссылки, при расчетах не учитывалось влияние магнитоупругого и дипольного взаимодействий на спектр спиновых колебаний, хотя, как известно [1, 2, 6, 7], влияние этих взаимодействий в области фазовых переходов на спектр спиновых волн может стать определяющим. Данное утверждение справедливо для фазовых переходов как второго, так и первого рода. В частности, в работе [2] были рассчитаны спектры квазиспиновых колебаний в РЗОФ и в области спонтанных фазовых переходов первого рода. Представляется естественным сравнить полученные в [2] формулы для резонансных частот с экспериментальными результатами [31, 32]. Чтобы такое сравнение теоретических и экспериментальных результатов в случае индуцированных магнитным полем фазовых переходов стало возможным, необходимо объединить выражения для резонансных частот, полученных в работе [2] для спонтанных фазовых переходов и в работах [30, 34] для индуцированных переходов. Приведем здесь лишь формулу для ферромагнитной σ -моды. В фазе Γ_2 активация этой моды имеет вид

$$\nu_{10}^2 = \left(\frac{g}{2\pi}\right)^2 \left[\frac{H_E K_1}{M_0} + H_E(H_{\text{me5}} + H_{\text{dip1}}) + H(H + H_{\text{D1}}) \right], \quad (4.4)$$

а в фазе Γ_4 она выглядит следующим образом:

$$\nu_{10}^2 = \left(\frac{g}{2\pi}\right)^2 \left[-\frac{H_E(K_1 + 2K_2)}{M_0} + H_E(H_{\text{me5}} + H_{\text{dip2}}) + H(H + H_{\text{D2}}) \right]. \quad (4.5)$$

Здесь H_E , H_{me5} , H_{D} , H_{dip} — соответственно поля одно-родного обмена, магнитострикции, Дзялошинского и дипольное поле, $K_{1,2}$ — эффективные константы анизотропии РЗОФ второго и четвертого порядка [2, 30]. Формулы (4.4) и (4.5) приведены для случая отсутствия продольных колебаний (случай $\eta = 0$), поскольку точные выражения для частот колебаний спиновой подсистемы антиферромагнетиков при учете взаимодействия Дзялошинского и продольной восприимчивости в литературе отсутствуют. Так как далее нас, в основном, будет интересовать поведение частоты квазиферромагнитной моды при $H = 0$ и в области слабых полей, и поскольку, согласно формулам (3.42), параметр η входит в выражения для частот спиновых колебаний, в основном, в комбинации с магнитным полем, то в слабых полях пренебрежение продольной восприимчивостью является оправданным.

Точка спонтанного ОФП первого рода $\Gamma_2-\Gamma_4$ определяется условием $K_1 + K_2 = 0$ (фазовый переход первого рода возможен лишь при $K_2 < 0$). Отсюда следует, что при $H = 0$ и при пренебрежении магнитоупругим и дипольным взаимодействиями ($H_{\text{me5}} = 0$ и $H_{\text{dip}} = 0$) в точке фазового перехода активации в спектре спиновых волн как со стороны фазы Γ_2 , так и со стороны фазы Γ_4 одинаковы и определяются как

$$\nu_{10}^2 = \left(\frac{g}{2\pi}\right)^2 \left(-\frac{H_E K_2}{M_0} \right). \quad (4.6)$$

Таким образом, в этом случае скачок частот в точке фазового перехода будет отсутствовать. Это и было получено в [30, 34]. На самом же деле, как следует из точных формул (4.4) и (4.5), этот скачок существует и в нулевом магнитном поле определяется дипольным вкладом:

$$\Delta\nu = \frac{g}{2\pi} [H_E(H_{\text{dip2}} - H_{\text{dip1}})]^{1/2}. \quad (4.7)$$

Оценим величину скачка в точке спонтанного фазового перехода. Для этого воспользуемся следующими значениями обменного и дипольного полей: $H_E \approx 5 \times 10^6 \text{ Э}$, $H_{\text{dip2}} - H_{\text{dip1}} \approx 1 \text{ Э}$ [2, 30, 34]. Тогда получаем численное значение скачка частот в точке спонтанного ОФП $\Delta\nu \approx 7 \text{ ГГц}$. Это значение хорошо согласуется с экспериментальной величиной $\Delta\nu \approx 5,7 \text{ ГГц}$ (см. рис. 8). Таким образом, учет дипольного взаимодействия позволяет удовлетворительно описать наблюдаемый в эксперименте скачок частот в точке спонтанного ОФП. При учете продольных колебаний в выражения для частот квазиспиновых волн (4.4) и (4.5) будет входить еще и щель релаксационного происхождения, подобная приведенной в формуле (3.42). В принципе, при анизотропном характере этой щели она также может давать вклад в величину скачка частот при спонтанном ОФП. Наравне с дипольным вкладом релаксационный вклад в щель в формуле (3.42) от взаимодействия прецессионных и релаксационных колебаний может обуславливать расхождение в точках ОФП значений щелей, полученных из формулы (3.42) при $H = 0$ и при экстраполяции спектра к $H = 0$ из области больших значений магнитного поля (см. рис. 9).

Отметим, что модифицированные формулы (4.4) и (4.5) позволяют также объяснить и отличие от нуля производной от частоты по полю при $H \rightarrow 0$. Как

следует из этих формул, данный факт обусловлен учетом взаимодействия Дзялошинского (линейное по полю слагаемое в (4.4) и (4.5)).

3. Фазовый переход $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в ErFeO_3 . По своей природе данный переход является переходом антиферромагнетик – ферромагнетик в подсистеме редкоземельных ионов эрбия и одновременно ориентационным фазовым переходом в подсистеме ионов железа. Если бы было возможно отдельное описание фазового перехода в редкоземельной подсистеме, то спектр магнитных колебаний в области этого перехода описывался бы формулами (4.2а), (4.2б), и щель в активационных ветвях колебаний в точке фазового перехода росла бы пропорционально величине магнитного поля. Однако из-за наличия подсистемы ионов железа параметр η в точке указанного фазового перехода не равен нулю, и, следовательно, величина щели должна зависеть еще и от отношения продольной и поперечной магнитных восприимчивостей. Поскольку отношение $\chi_{||}/\chi_{\perp}$, а значит, и параметр η в области данного ОФП значительно больше единицы, то величина щели и ее зависимость от магнитного поля будут описываться формулой, аналогичной (3.42б) либо (4.1). Согласно этим формулам величина активации в спектре квазиспиновой ветви пропорциональна параметру η . Данный факт хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью величины щели в спектре магнитных колебаний в точке рассматриваемого фазового перехода (см. рис. 11 и 12б). Из сопоставления рисунков следует, что зависимость щели от температуры полностью повторяет температурную зависимость отношения $\chi_{||}/\chi_{\perp}$. Отметим, что здесь речь может идти только о качественном согласии теории и эксперимента, так как теория развита только для случая одной магнитной подсистемы.

4.4. Сопоставительный анализ различных вкладов в спектр квазиспиновых волн

Из выражения для величины щели в точке ОФП (см., например, (3.41), (3.42)) следует, что она формируется прецессионным вкладом (первые слагаемые в (3.41б), (3.42б)), внешним магнитным полем и продольной восприимчивостью (второе и третье слагаемые в (3.41б) и второе слагаемое в (3.42б)), а также релаксационным вкладом (третье слагаемое в (3.42б)). Поскольку соответствующие вклады в величину щели аддитивны, то можно задаться целью их экспериментального разделения. Этому вопросу, в основном, и посвящен настоящий раздел. В нем не содержатся результаты каких-либо новых измерений — выводы строятся на сопоставительном анализе всей совокупности экспериментальных данных, приведенных выше, а также полученных ранее.

К настоящему времени уже твердо установлено, что наблюдать динамику, обусловленную, в основном, взаимодействием различных колебательных подсистем магнетика с прецессионными колебаниями спиновой подсистемы (первые слагаемые в (3.41б) и (3.42б)), можно только при достаточно низких температурах и в слабом (или нулевом) магнитном поле. В соответствующих магнетиках спонтанные ОФП должны реализовываться при относительно низких температурах. Удовлетворяющие этим условиям теория и эксперименты представлены в обзоре [1].

Разделение полевого и температурного вкладов в динамику, обусловленных вторым слагаемым в (3.42б),

возможно осуществить следующим образом. Для выделения полевого вклада эксперименты должны проводиться при низких температурах (где $\chi_{||}$ достаточно мала), но в сильном магнитном поле. Например, для соответствующих измерений на РЗОФ требуются поля до 70–100 кЭ. Для селекции вклада, обусловленного, в основном, продольной восприимчивостью $\chi_{||}$, измерения, наоборот, должны проводиться в минимальном по величине магнитном поле, но при достаточно высокой температуре. Ниже дается сопоставительный анализ экспериментов в слабых магнитных полях, но в широком диапазоне температур переориентации, в том числе и удовлетворяющих последнему условию.

Роль продольной восприимчивости в формировании энергетических щелей может быть установлена из серии экспериментов, охватывающих широкий диапазон параметра τ_{SR} . При этом фактически селектируется вклад продольных колебаний намагниченности в динамику РЗОФ в области спонтанной переориентации. Описанные выше эксперименты позволяют проследить эволюцию этого вклада в интервале τ_{SR} от 0,01 до 1.

Из выражения (3.42б) следует, что щель растет лишь в том случае, когда оба ее градиента (по полю и по температуре) одновременно являются положительными. Но, как видно, например, из рис. 1, одновременное возрастание $\chi_{||}$ и H характерно только для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. В случае же перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ возрастанию поля соответствует понижение $\chi_{||}$. Последнее обстоятельство, конечно, не означает, что возрастание H обязательно компенсируется соответствующим уменьшением $\chi_{||}$ и предсказываемый теорией [4] эффект (возрастание щели при увеличении внешнего поля) будет подавлен. В общем случае продольная восприимчивость и поле могут с различной эффективностью влиять на величину щели. Но для определенности в дальнейшем мы будем брать в расчет модельную ситуацию, когда росту поля при переходе соответствует и рост продольной восприимчивости, т.е. характерную для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Соответственно будем интересоваться только энергетической щелью v_{02} в окрестности температуры $T=T_2$. Именно на примере такого перехода в YFeO_3 развита и впервые апробирована термодинамическая теория [4]. В YFeO_3 спонтанная переориентация не реализуется, поэтому в поле может происходить только переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$. Фазовая $H-T$ -диаграмма YFeO_3 в поле $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ такова [62], что вызвать этот переход в приемлемой для эксперимента температурной области можно лишь в полях 70–80 кЭ. Ясно, что в случае с YFeO_3 исключить поле из формирования величины энергетической щели невозможно. Однако это оказывается осуществимым, если переориентация такого же типа реализуется спонтанным образом. Тогда всю щель с полным основанием можно связать, в основном, с прецессионным вкладом. Это можно было бы проверить на DyFeO_3 , на котором апробировалась термодинамическая модель в работе [5]. В этом РЗОФ при $T=40$ К происходит спонтанный переход Морина $\Gamma_1-\Gamma_4$. Вблизи указанной температуры переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ может быть индуцирован сравнительно малым полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$. Такой эксперимент, к сожалению, не поставлен. Но уже при $T>100$ К, как следует из [5], этот переход может быть вызван только достаточно сильным полем — не менее 60 кЭ. При таких значениях T и H вклад продольных колебаний и магнитного поля в величину энергетической щели уже достаточно велик. Хотя термо-

Таблица. Экспериментальные результаты для РЗОФ и Fe_3BO_6 . Для ErFeO_3 (2) следует заменить T_{SR} , T_N , T_2 на T_{N2} и v_{02} на v_{0N2} . (Звездочкой отмечены ожидаемые значения)

Вещество	YbFeO_3	TmFeO_3	ErFeO_3 (1)	NdFeO_3	SmFeO_3	Fe_3BO_6	ErFeO_3 (2)
Переход	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{24}-\Gamma_2$	$\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$
Параметры							
$T_{\text{SR}} = (T_1 + T_2)/2, \text{ К}$	7,4	88	95	123	463	415	3,9
Энергетическая щель при спонтанном переходе в точке $T = T_2, \text{ ГГц}$	37,5	20	26,2	56	35	17,5	26,1
$\tau_{\text{SR}} = T_{\text{SR}}/T_N$	0,01	0,14	0,15	0,17	0,7	0,8	1
$\partial v_{02}/\partial T$ при $T \rightarrow T_2, \text{ ГГц К}^{-1}$	0	0	0	0*	0,3*	0,5	60
$\partial v_{02}/\partial H$ при $H \rightarrow 0, \text{ ГГц кЭ}^{-1}$	0	0	0	0*		0,7	4

динамическая модель [4] развита для переходов, индуцированных внешним полем, из общих соображений можно заключить, что продольные колебания намагниченности будут вносить вклад в динамику РЗОФ в области переориентации и при индуцированных переходах, близких к спонтанным переходам, если последние реализуются при достаточно высоких температурах. Дадим обоснование этому допущению, исходя из результатов экспериментов на соединениях с разными значениями параметра τ_{SR} .

Поскольку термодинамическая теория [4] игнорирует указанные выше механизмы формирования щели (за счет взаимодействия различных колебательных подсистем), то из нее следует, что при $H \rightarrow 0$, щель также стремится к нулю. Так как это не соответствует действительности и значительные энергетические щели имеют место во всех РЗОФ даже при $H = 0$, то эффекты проявления продольных колебаний логично искать в виде приращения этих "стартовых" щелей при включении поля. Поэтому общий методический прием, использовавшийся в описанных выше экспериментах, состоял в следующем. Сначала измерялась энергетическая щель при соответствующем спонтанном переходе, а затем восстанавливалась температурно-полевая зависимость этой щели в сравнительно малом поле (до 10–12 кЭ), строго ориентированном по оси кристалла. Искомый эффект оценивался по величине производных $\partial v_0/\partial T$ и $\partial v_0/\partial H$. Последняя из них должна быть всегда положительна (согласно [4, 5]), но для перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ всегда положительна и производная $\partial v_0/\partial T$. Если указанная температурно-полевая зависимость щели такова, что $\partial v_{02}/\partial T$, $\partial v_{02}/\partial H \neq 0$ соответственно при $T \rightarrow T_2$, $H \rightarrow 0$, то можно оценить, какой вклад вносят продольные колебания в динамику РЗОФ в области индуцированного полем перехода, близкого к спонтанному переходу. Поскольку поле перехода при этом может быть достаточно малым, то ясно, что при некоторой его величине преобладающий вклад в эффект будет определяться только продольной восприимчивостью. Конечно "бесполевая" ситуация не рассматривается в теории [4, 5], а результаты, полученные при апробации этой модели на YFeO_3 и DyFeO_3 [5], выглядят, скорее, как эффект сильного поля. Поэтому детальное сопоставление реально наблюдаемой динамики РЗОФ при спонтанных ОФП с этой теорией вряд ли является корректным. Здесь мы воспользуемся лишь ее

главным выводом (и экспериментальной проверкой): свидетельством вклада продольных колебаний намагниченности в динамику РЗОФ в области переориентации является возрастание щели при увеличении поля. Как показывает эксперимент [32, 34], этот вклад может расти не только при повышении, но также и при понижении температуры. Мы, как уже отмечалось, ограничимся первым случаем. Проанализируем все эксперименты в последовательности, соответствующей возрастанию параметра τ_{SR} . Для удобства основные результаты и сведения о РЗОФ и Fe_3BO_6 , полученные в экспериментах, представлены в виде таблицы.

Из таблицы видно, что в ортоферритах, характеризующихся относительно низкими температурами спонтанной переориентации $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ ($\tau_{\text{SR}} < 0,15$), градиент $\partial v_{02}/\partial H = 0$. Более того, в ортоферритах иттербия, туллия и эрбия этот градиент равен нулю не только при $H = 0$, но и в поле до 6–10 кЭ. Это видно из полевых зависимостей энергетических щелей, представленных на рис. 14.

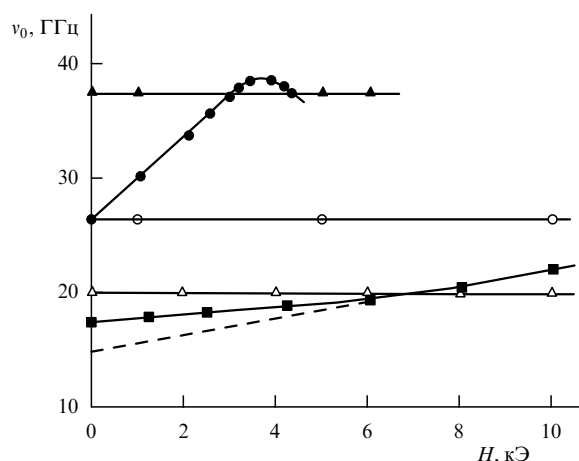


Рис. 14. Полевые зависимости энергетических щелей в разных магнетиках: на линии индуцированного полем $\mathbf{H}||\mathbf{a}$ перехода $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в TmFeO_3 (Δ), ErFeO_3 (\circ), YbFeO_3 (\blacktriangle) и Fe_3BO_6 (\blacksquare); на линии индуцированного полем $\mathbf{H}||\mathbf{c}$ метамгнитного перехода $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в подсистеме эрбия в ErFeO_3 (\bullet). Штриховая линия — линейная экстраполяция полевой зависимости щели в Fe_3BO_6 из области поля $H > 8$ кЭ.

Общий результат измерений состоит в следующем: в YbFeO_3 , TmFeO_3 и ErFeO_3 щель v_{02} , присущая спонтанному переходу $\Gamma_{24}-\Gamma_2$, не изменяется при включении поля и соответствующем повышении температуры переориентации. Это означает, что в данных ортоферритах энергетические щели в точках указанного спонтанного перехода формируются, в основном, прецессионными механизмами. Их объяснение может не выходить за рамки спин-волнового приближения [1]. При $\tau_{\text{SR}} < 0,15$ вклад продольных колебаний намагниченности и магнитного поля в величину щели на этом фоне неощутимо мал и в пределах достигнутой точности измерений не проявляется в экспериментах.

Для полноты следует упомянуть и измерения на NdFeO_3 , по величине τ_{SR} ближайшего к перечисленным выше "низкотемпературным" РЗОФ. Из магниторезонансных измерений на нем [63] следует, что ширина области угловой фазы и величина энергетической щели в этом ортоферрите очень чувствительны к качеству исходного сырья для образцов. Поэтому соответствующий целям данной работы эксперимент имел бы высокую погрешность. Но соответствующие измерения на NdFeO_3 в поле не были предприняты главным образом потому, что заранее было ясно: они не дадут качественно новых результатов по сравнению с уже известными из опытов на ErFeO_3 . В самом деле, в NdFeO_3 $\tau_{\text{SR}} \approx 0,17$, т.е. по этому параметру ортоферриты ниодима и эрбия очень близки. Поэтому не было никакой надежды обнаружить в NdFeO_3 возрастание щели с увеличением поля и температуры.

Куда больший интерес вызывает SmFeO_3 , у которого рекордное среди РЗОФ значение $\tau_{\text{SR}} (\approx 0,7)$. Однако по указанным в разделе 2.2 причинам традиционные магниторезонансные измерения на этом соединении не дали информации, необходимой для данного анализа. И только измерения на Fe_3BO_6 и на ErFeO_3 в области упорядочения ионов эрбия дают ярко выраженные искомые эффекты. В этих соединениях градиенты энергетической щели по полю и температуре даже вблизи спонтанных ОФП существенно превышают погрешность измерений.

Обращает на себя внимание несоразмерно большое возрастание градиентов щели по полю и температуре в точке спонтанного метамгнитного перехода в ErFeO_3 по сравнению с Fe_3BO_6 . В самом деле, при увеличении τ_{SR} с 0,8 у Fe_3BO_6 до 1,0 у ErFeO_3 (2) (см. таблицу) градиент щели по температуре вырос в 120 раз, а по полю — почти в 6 раз. Однако в данном случае нельзя утверждать, что наличие столь больших градиентов щели вблизи $T = T_{\text{N}2}$ является свидетельством адекватного вклада продольных колебаний в ее "стартовую" величину $v_{0\text{N}2}$. Указанные градиенты, скорее всего, возникают только в поле и обусловлены отмеченной в разделе 2.3.2 спецификой данного метамгнитного перехода — изменением структуры исходных фаз. Что касается вклада продольных колебаний в величину щели в точке спонтанного ОФП, то по логике, следующей из теории [4, 5], в точке $T_{\text{SR}} = T_{\text{N}2}$ он должен соответствовать значению $\tilde{\chi}_{\parallel}/\tilde{\chi}_{\perp} = 1$. Измерения высокочастотной восприимчивости (рис. 12б) дают в этой точке значение $\tilde{\chi}_{\parallel}/\tilde{\chi}_{\perp} = 3$.

На рисунке 15 представлена итоговая двумерная диаграмма, которая характеризует эволюцию $\partial v_0/\partial H$ при $H \rightarrow 0$ с изменением параметра τ_{SR} , по смыслу являющегося безразмерной температурой. Вполне оче-

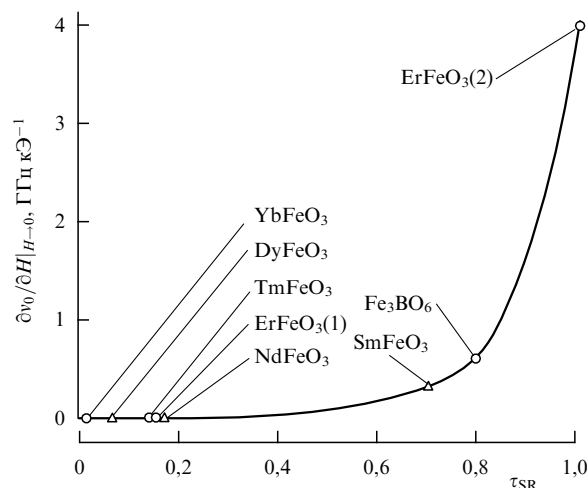


Рис. 15. Значения $\partial v_0/\partial H$ в точках спонтанных переходов в различных соединениях при соответствующих безразмерных температурах $\tau_{\text{SR}} = (T_1 + T_2)/(2T_{\text{N}})$: \circ — измеренные значения, \triangle — ожидаемые. Индексы (1), (2) при ErFeO_3 означают, что в первом случае имеется в виду переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ в подсистеме ионов железа, а во втором — переход $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в подсистеме ионов эрбия.

видно, что эта диаграмма может быть дополнена и третьей координатой, характеризующей зависимость $\partial v_0/\partial H$ от поля. Но для этого на представленных РЗОФ должны быть проведены высокополевые измерения щели по технологии, реализованной в [4, 5] на YFeO_3 и DyFeO_3 .

Плавная линия, соединяющая "экспериментальные" точки на рис. 15, может дать представление о величинах $\partial v_0/\partial H$ при $H \rightarrow 0$, которых следует ожидать в некоторых других РЗОФ, исходя из известных значений τ_{SR} (например, в DyFeO_3 , NdFeO_3 , SmFeO_3). В DyFeO_3 и NdFeO_3 , скорее, будет та же ситуация, что и в ортоферритах иттербия, туллия и эрбия, т.е. $\partial v_{02}/\partial H = 0$. В ортоферрите же самария вклад продольных колебаний в динамику магнетика в области спонтанной переориентации уже должен быть достаточно ощутимым — $\partial v_{02}/\partial H \approx 0,3$ ГГц КЭ $^{-1}$. Это естественно, так как переход $\Gamma_{24}-\Gamma_2$ здесь происходит при сравнительно большой величине $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$. Из температурной зависимости $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$, полученной в [5], и величины $\tau_{\text{SR}} = 0,8$ в SmFeO_3 следует, что здесь отношение восприимчивостей равно 0,7. К сожалению, среди всего набора РЗОФ нет подходящих соединений для заполнения на приведенной диаграмме интервала между NdFeO_3 и SmFeO_3 . В принципе, восполнить этот недостаток можно было бы при наличии подходящих изоморфных соединений. Наиболее очевидным и доступным способом получения непрерывного набора магнетиков для этих целей является метод взаимозамещения редкоземельных ионов в РЗОФ с одинаковой природой мягкой моды, но с существенно различными температурами спонтанной переориентации (например, Tm^{3+} на Sm^{3+}). Даже без дополнительных экспериментов можно с определенной степенью уверенности утверждать, что на современном уровне точности измерений и качества исходного сырья для образцов вклад продольных колебаний в динамику РЗОФ в области спонтанной переориентации имеет смысл искать при $\tau_{\text{SR}} > 0,5$. С другой стороны, соответствующие эффекты должны проявляться во всех приведенных здесь "низкотемпературных"

ортоферритах при индуцировании переходов достаточно сильным полем. Они уже обнаружены в DyFeO_3 [5], но этих же эффектов с большой уверенностью можно ожидать и в ортоферритах иттербия, туллия, эрбия и неодима. По фазовой H – T -диаграмме соответствующего соединения можно даже оценить величину необходимого внешнего поля. Так, например, для перехода $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ в ErFeO_3 оно должно составлять не менее 60–70 кЭ (см. H – T фазовую диаграмму в [38]). Только в этом поле следует ожидать величины $\tau_{\text{IR}} = T_{\text{IR}}/T_N = 0,5$ (T_{IR} — температура индуцированного перехода). И, наконец, как следует из таблицы и рис. 14, 15, большому значению энергетической щели при спонтанном переходе совсем не обязательно соответствует большой вклад в динамику переориентации со стороны продольных колебаний. Никакой корреляции на этот счет в представленных результатах не просматривается. Это лишний раз говорит о том, что "стартовое" значение щели и ее приращение в поле обусловлены разными механизмами. Они дают аддитивные вклады в динамику. Конкуренция этих вкладов в некоторой переходной области T и H может привести к тому, что один из них становится неощутим на фоне другого, который, наоборот, становится преобладающим. В разделе 2.1.1 уже отмечалось, что признаки такой конкуренции, с нашей точки зрения, ранее наблюдались в экспериментах [5] на YFeO_3 и DyFeO_3 в области $T < 100$ К. Экспериментальные значения $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$ и щелей здесь становятся практически не зависящими от T , тогда как расчет на основе термодинамической модели [4] предсказывает их дальнейшее уменьшение при понижении температуры в область $T < 100$ К. В действительности, скорее всего, при этих температурах решающими в формировании щели становятся спин-волновые механизмы [1], а вклад продольных колебаний не ощутим на этом фоне. Это согласуется и с представленными в данной работе экспериментальными результатами, полученными на ортоферритах иттербия, туллия и эрбия, в которых щель также не зависит от температуры в области $T < 100$ К.

5. Заключение

Выполненный в настоящей статье и в [1] обзор экспериментальных и теоретических работ по динамике магнетиков в области магнитных фазовых переходов показывает, что щель в точках фазовых переходов в спектре прецессионных спиновых колебаний формируется многими факторами. Среди них магнитоупругое и дипольное взаимодействия, взаимодействия между подсистемами различных магнитных ионов, взаимодействие с релаксационными колебаниями, а также влияние продольной восприимчивости, особенно в случае индуцированных магнитным полем фазовых переходов. Вклады, обусловленные каждым из перечисленных факторов, аддитивно входят в выражения для частот прецессионных квазиспиновых колебаний. Они по-разному проявляются при различных значениях внешних параметров, например, температуры и магнитного поля. При низких температурах и в слабых магнитных полях преобладают магнитоупругий и дипольный вклады, а также вклад от взаимодействия между подсистемами разных магнитных ионов. В случае высоких температур или в больших магнитных полях преобладающим становится влияние магнитного поля и продольной восприим-

чивости. Все эти особенности наблюдаются в экспериментах, обзор которых представлен в данной статье. Приведенная в обзоре теория, учитывающая все перечисленные выше взаимодействия, на сегодняшний день позволяет качественно, а в некоторых случаях и количественно объяснить все экспериментально наблюдаемые закономерности поведения щели в спектрах квазиспиновых ветвей как вблизи спонтанных, так и в области индуцированных магнитным полем ориентационных фазовых переходов.

К сожалению, большинство экспериментов проводилось на редкоземельных ортоферритах, в которых имеется упорядоченная подсистема ионов железа и парамагнитная (или также упорядоченная) подсистема ионов редкоземельных элементов. Теория же, которая учитывает релаксацию и продольную восприимчивость, развита только для случая магнетиков с одной упорядоченной магнитной подсистемой. Однако, принимая во внимание тот факт, что различные вклады в активацию квазиспиновых ветвей колебаний входят аддитивно, приведенная здесь теория совместно с теорией [1] позволяют на качественном уровне объяснять экспериментальные результаты и в случае ортоферритов.

Задача о нахождении спектра колебаний в редкоземельных ортоферритах при учете всех факторов, которые могут определять величину активации квазиспиновых ветвей, является очень трудоемкой (особенно при низких температурах, где может упорядочиваться подсистема редкоземельных ионов). Авторы надеются, что настоящий обзор будет стимулировать новые работы по экспериментальному и теоретическому изучению связанных колебаний в таких сложных магнетиках, как редкоземельные ортоферриты.

6. Приложение

Полное дисперсионное уравнение для колебаний поперечных компонент векторов ферро- и антиферромагнетизма в фазе $\mathbf{M}||\mathbf{L}||\mathbf{x}$ двухподрешеточного антиферромагнетика имеет вид

$$\begin{aligned} & \omega^4 + i\omega^3 \left[2r_1\omega_E + r_2 \left(\omega_{13} + \omega_{23} + 2\eta^2 \frac{\omega_H^2}{\omega_E} \right) \right] - \\ & - \omega^2 \left\{ r_1^2\omega_E^2 + r_2^2 \left[\omega_{13}\omega_{23} + \eta^2 \frac{\omega_H^2(\omega_{13} + \omega_{23})}{\omega_E} \right] + \eta^4 \frac{\omega_H^4}{\omega_E^2} \right\} + \\ & + 2r_1r_2\omega_E \left(\omega_{13} + \omega_{23} + \eta^2 \frac{\omega_H^2}{\omega_E} \right) + \\ & + \omega_E(\omega_{13} + \omega_{23}) \left[1 + \frac{\omega_H^2\eta(1-\eta)}{\omega_E^2} \right]^2 + \\ & + \omega_H^2 \left[1 + \eta + \frac{\omega_H^2\eta^2(1-\eta)}{\omega_E^2} \right]^2 + \\ & + \frac{(1-\eta)^2\omega_H^2\omega_{13}\omega_{23}}{\omega_E^2} \left\} - \right. \\ & - i\omega \left(r_1 \left\{ \omega_E^2(\omega_{13} + \omega_{23}) \left[1 + \frac{\omega_H^2\eta^2(1-\eta)}{\omega_E^2} \right]^2 + \right. \right. \\ & + \left. \frac{2(1-\eta)^2\omega_H^2\omega_{13}\omega_{23}}{\omega_E} \right\} + r_2 [2\omega_E\omega_{13}\omega_{23} + \\ & + \omega_H^2(\omega_{13} + \omega_{23})] + r_1^2r_2\omega_E^2(\omega_{13} + \omega_{23}) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + r_1 r_2^2 [2\omega_E \omega_{13} \omega_{23} + \eta^2 \omega_H^2 (\omega_{13} + \omega_{23})] \Big) + \\
& + \omega_{13} \omega_{23} \left\{ r_1^2 r_2^2 \omega_E^2 + 2r_1 r_2 \omega_E^2 + (1 - \eta)^2 \omega_H^2 (r_1^2 + r_2^2) + \right. \\
& \left. + \frac{[\omega_E^2 - (1 - \eta)^2 \omega_H^2]^2}{\omega_E^2} \right\} = 0. \quad (\text{П.1})
\end{aligned}$$

Полные дисперсионные уравнения, описывающие колебания магнитной подсистемы в антиферромагнетике в фазе $\mathbf{M}||\mathbf{x}$, $\mathbf{L}||\mathbf{y}$, выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}
& i(1 - \eta)\omega^3 - \omega^2 \omega_E \left[r_1(2 - \eta) + r_2(1 - \eta) \frac{\omega_{32}}{\omega_E} + r_2 \eta^2 \frac{\omega_H^2}{\omega_E^2} \right] - \\
& - i\omega \left\{ r_1 r_2 [(2 - \eta)\omega_{32} \omega_E + \eta^2 \omega_H^2] + r_1^2 \omega_E^2 + \right. \\
& \left. + (1 - \eta)[\omega_E \omega_{32} + \omega_H^2(1 - \eta)] \right\} + \\
& + \left[r_1 + r_2 r_1^2 + r_2 \frac{\omega_H^2}{\omega_E^2} \right] \omega_{32} \omega_E^2 = 0, \quad (\text{П.2})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& i\omega^3 - \omega^2 [r_1 \omega_E + r_2(\omega_B + \omega_{12})] - \\
& - i\omega [r_1 r_2 \omega_E (\omega_{12} + \omega'_B) + r_2^2 \omega_{12} \omega_B + \omega_{12} \omega'_E] + \\
& + \omega_{12} \omega_E \omega'_B \left[r_2 + r_1 r_2^2 + r_1 \frac{\omega_H^2}{\omega_E^2} \right] = 0. \quad (\text{П.3})
\end{aligned}$$

Список литературы

- Бучельников В Д, Данышин Н К, Цымбал Л Т, Шавров В Г *УФН* **166** 585 (1996)
- Дикштейн И Е, Тарасенко В В, Шавров В Г *ФТТ* **19** 1107 (1977)
- Гуфан Ю М *ЖЭТФ* **60** 1537 (1971)
- Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **93** 302 (1987)
- Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **94** 305 (1988)
- Бучельников В Д, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **60** 534 (1994)
- Бучельников В Д, Шавров В Г *ЖЭТФ* **106** 1756 (1994)
- Дзялошинский И Е, Кухаренко Б Г *ЖЭТФ* **70** 2360 (1976)
- Гуфан Ю М, Прохоров А С, Рудашевский Е Г *ДАН СССР* **238** 57 (1978)
- Гуфан Ю М, Прохоров А С, Рудашевский Е Г, Препринт ФИАН № 60 (М.: ФИАН, 1979)
- Мухин А А, Прохоров А С *ФТТ* **34** 3323 (1992)
- Барьяхтар В Г *ЖЭТФ* **94** 196 (1988)
- Белов К П и др. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках* (М.: Наука, 1977)
- Shane J R *Phys. Rev. Lett.* **20** 728 (1968)
- Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *ЖЭТФ* **101** 1869 (1992)
- Бучельников В Д, Бычков И В, Шавров В Г *ФНТ* **18** 1342 (1992)
- Туров Е А, Шавров В Г *УФН* **140** 429 (1983)
- Данышин Н К, Крамарчук Г Г, Сдвижков М А *Письма в ЖЭТФ* **44** 85 (1986)
- Витебский И М и др. *ЖЭТФ* **90** 1118 (1986)
- Данышин Н К, Крамарчук Г Г, Сдвижков М А, в сб. *Труды 18-й Всесоюз. конф. "Физика магнитных явлений"* (Калинин, 1988) с. 710
- Данышин Н К и др. *ФТТ* **31** 198 (1989)
- Мухин А А, Прохоров А С *Труды ИОФАН* **25** 162 (1990)
- Волков А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **34** 140 (1984)
- Балбашов А М и др. *ЖЭТФ* **88** 974 (1985)
- Данышин Н К, Крамарчук Г Г *ФНТ* **19** 888 (1993)
- Данышин Н К, Крамарчук Г Г *ФТТ* **35** 3586 (1993)
- Данышин Н К, Крамарчук Г Г, Непочатых Ю И *ЖЭТФ* **105** 660 (1994)
- Барило С Н и др. *ЖЭТФ* **96** 1921 (1990)
- Voigt C *Phys. Lett. A* **53** 223 (1975)
- Арутюнян В Э, Кочарян К Н, Мартиросян Р М *ЖЭТФ* **96** 1381 (1989)
- Арутюнян В Э и др. *ФТТ* **34** 2251 (1992)
- Данышин Н К, Непочатых Ю И, Шкарь В Ф *ЖЭТФ* **109** 639 (1996)
- Цымбал Л Т и др. *ЖЭТФ* **105** 948 (1994)
- Арутюнян В Э и др. *ЖЭТФ* **98** 712 (1990)
- Данышин Н К и др. *ФТТ* **28** 2609 (1986)
- Данышин Н К, Ковтун Н М, Сдвижков М А *ФТТ* **27** 3635 (1985)
- Данышин Н К *ФНТ* **20** 353 (1994)
- Belov K P et al. *Phys. Status Solidi A* **36** 415 (1976)
- Витебский И М и др. *ФТТ* **30** 1271 (1988)
- Гуфан Ю М, Садков А Н *ФТТ* **28** 2991 (1986)
- Данышин Н К, Цымбал Л Т *ЖЭТФ* **106** 1765 (1994)
- Балбашов А М и др. *ФТТ* **31** 279 (1989)
- Витебский И М и др. *ЖЭТФ* **98** 334 (1990)
- Цымбал Л Т, Изотов А И *ЖЭТФ* **102** 963 (1992)
- Gorodetsky G, Shaft S, Wanklyn B M *Phys. Rev. B* **14** 2051 (1976)
- Витебский И М и др. *ФТТ* **29** 2738 (1987)
- Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967)
- Buchelnikov V D, Shavrov V G *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 1587 (1995)
- Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика* (М.: Наука, 1978)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория упругости* (М.: Наука, 1987)
- Бучельников В Д, Шавров В Г *ФММ* **68** 421 (1989)
- Ожогин В И, Преображенский В Л *УФН* **155** 593 (1988)
- Gorodetsky G, Luthi B *Phys. Rev. B* **2** 3688 (1970)
- Данышин Н К и др. *ЖЭТФ* **93** 2151 (1987)
- Ле-Кроу З, Комсток Р *Физическая акустика* Т. 3 (Под ред. У Мезона) (М.: Мир, 1968) Ч. 8
- Бучельников В Д, Шавров В Г *ФТТ* **37** 230 (1995)
- Гуфан Ю М *Термодинамическая теория фазовых переходов* (Ростов: Изд-во РГУ, 1982)
- Белов К П *Магнитострикционные явления и их технические приложения* (М.: Наука, 1987)
- Изюмов Ю А, Сыромятников В Н *Фазовые переходы и симметрия кристаллов* (М.: Наука, 1984)
- Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* (М.: Наука, 1982)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
- Егоян А Э, Мухин А А *ФТТ* **36** 1715 (1994)
- Барило С Н и др. *ФТТ* **33** 62 (1991)

Relative contribution of the precessional and longitudinal oscillations to the dynamics of magnets**V.D. Buchel'nikov**

*Chelyabinsk State University,
ul. Br. Kashirinykh 129, 454021 Chelyabinsk, Russian Federation
Tel. (7-3512) 42-03 47. E-mail: buche@cgu.chel.su*

N.K. Dan'shin, L.T. Tsymbal

*Donetsk Physical-Technical Institute, National Academy of Sciences of Ukraine,
ul. R. Luxemburg 72, 340114 Donetsk, Ukraine
Tel. (7-0622) 55-72 26. E-mail: tsymbal@host.dipt.donetsk.ua*

V.G. Shavrov

*Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11, 103907 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 203-24 26. E-mail: shavrov@mail.cplire.ru*

Experimental studies of the microwave and acoustical properties of weak ferromagnets are reviewed and a theory which includes all possible dynamics formation mechanisms in magnets is presented. It is shown that the dynamic properties of a magnet are generally determined by the precessional and longitudinal magnetization oscillations and by their coupling to elastic, magnetic and dipole subsystems. It is found that the precessional and longitudinal contributions always coexist and are additive and that their relative magnitudes depend on both external parameters and on the relevant spin subsystem's spontaneous reorientation to ordering temperature ratio, a characteristic quantity for every particular magnet. Special attention is given to the neighbourhood of reorientation phase transitions, where the effects arising from the change of the temperature ratio as well as from the coupling of different oscillatory subsystems are at their strongest.

PACS numbers: **75.10-b, 75.30.-m, 75.40.-s, 75.50.-y**

Bibliography — 63 references

Received 18 November 1998, revised 20 May 1999