

УДК 537.611.45

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ АФМР ДИСПРОЗИЕВОГО ОРТОФЕРРИТА ПРИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*А. М. Балбашов, П. Ю. Марчуков, И. В. Николаев, Е. Г. Рудашевский*

Проведено исследование спектров АФМР в  $\text{DyFeO}_3$  в магнитных полях до 130 кЭ в интервале температур 78—400 К и диапазоне частот 75—400 ГГц при спиновой переориентации, индуцированной магнитным полем, приложенным вдоль оси  $a$  ромбического кристалла. Получены температурные зависимости ширины линий поглощения, поля перехода, эффективного поля Дзялошинского, биквадратичной константы анизотропии, энергетических щелей в спектре обеих мод АФМР. Проведена оценка параметров  $R$ — $\text{Fe}$ -взаимодействия и определена температура, ниже которой это взаимодействие становится заметным. Построены термодинамические пути на фазовой диаграмме, описывающей исследуемую спиновую переориентацию. Указано на возможность нового спин-переориентационного перехода, индуцированного магнитным полем.

При исследовании антиферромагнитного резонанса (АФМР) в ортоферритах иттрия и диспрозия [1, 2] при спиновой переориентации (СП), индуцированной магнитным полем  $\mathbf{H} \parallel a$  (ось  $a$  соответствует направлению вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  в этих соединениях при комнатной температуре в отсутствие поля), в спектре квазиферромагнитной моды АФМР, ранее считавшейся «мягкой» при данной СП, была обнаружена значительная энергетическая щель, величина которой существенно превышает значение, обусловленное магнитоупругим взаимодействием. В [2] проведен расчет устойчивости угловой и коллинеарной фаз при СП в магнитном поле и показано, что в зависимости от знака некоторой комбинации констант биквадратичной анизотропии в термодинамическом потенциале ортоферритов этот фазовый переход (ФП) описывается двумя топологически различными фазовыми диаграммами. Первая содержит только линию ФП второго рода, а вторая — линии ФП и первого и второго рода. Оказалось [2], что  $\text{YFeO}_3$  относится к первой, а  $\text{DyFeO}_3$  — ко второй фазовой диаграмме, при этом для обоих соединений термодинамический путь во время СП при комнатной температуре пересекает линию ФП второго рода. Поэтому представляет определенный интерес исследование в  $\text{DyFeO}_3$  СП, индуцированной магнитным полем, в широком интервале температур — может оказаться, что при некоторой температуре завершение этой СП будет осуществляться путем ФП первого рода.

Высокочастотные свойства  $\text{DyFeO}_3$  в отсутствие внешнего магнитного поля исследованы в работе [3], в которой измерены температурные зависимости квазиферромагнитной  $\nu_1$  и квазиантиферромагнитной  $\nu_2$  мод АФМР в широком интервале температур. Изучение полевых зависимостей  $\nu_1(H)$  и  $\nu_2(H)$  в  $\text{DyFeO}_3$  практически не проводилось (за исключением работы [2], в которой исследована  $\nu_1(H)$  при  $\mathbf{H} \parallel a$  и комнатной температуре).

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по АФМР в  $\text{DyFeO}_3$  в сильном магнитном поле, приложенном вдоль оси  $a$  монокристалла, в широком интервале температур и частот. Получены темпера-

турные зависимости энергетических щелей, поля перехода, поля Дзялошинского, биквадратичной константы анизотропии, ширины резонансной линии. Построены термодинамические пути на фазовой диаграмме ортоферритов при СП в магнитном поле. Проведена оценка параметров взаимодействия магнитных подсистем ионов  $Fe^{3+}$  и  $Dy^{3+}$ , определена температура, начиная с которой влияние этого взаимодействия становится существенным.

## 1. М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Эксперименты проводились на спектрометре прямого усиления. Источниками излучения служили лампы обратной волны (ЛОВ), перекрывавшие диапазон 75—400 ГГц ( $\lambda=4-0.75$  мм). Излучение передавалось по 8 мм волноводу и после образца попадало на охлаждаемый жидким гелием приемник из антимиониды индия. Для получения магнитного поля до 130 кЭ использовалась установка «Соленоид» [4] отдела сильных магнитных полей Института общей физики АН СССР. Величина магнитного поля определялась по меткам ЭПР в дифенилпикрилгидразиле (ДФПГ) с точностью  $\pm 0.1$  кЭ. Основная экспериментальная погрешность, возникающая при определении резонансного поля, связана с шириной линий АФМР, которая менялась в пределах 1—3 кЭ.

Эксперименты проводились при постоянной температуре. На фиксированных частотах излучения ЛОВ определялись положения линий поглощения образцом падающего электромагнитного излучения в зависимости от приложенного магнитного поля в ориентации  $H \parallel a$ . Система стабилизации позволяла удерживать температуру образца в течение всего эксперимента с точностью  $\pm 0.5$  К. Температуры, при которых были получены спектры АФМР, лежали в диапазоне 78—400 К.

Образец  $DyFeO_3$  был вырезан из булы, выращенной методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом [5] и представлял собой прямоугольную пластинку размерами  $3 \times 6 \times 0.5$  мм. Плоскость образца была ориентирована рентгенографическим методом перпендикулярно оси  $a$  монокристалла. Затем кристалл был отожжен в среде кислорода в режиме: 2 часа — нагревание до температуры 1400 К, 5 часов — отжиг и 2 часа — охлаждение (после отжига линии АФМР слегка сузились, но не настолько, как это имело место в  $YFeO_3$  [1]).

В [6] установлено, что при СП, индуцированной магнитным полем, спектр АФМР в окрестности завершения СП чрезвычайно чувствителен к разориентации поля от оси антиферромагнетизма. В наших экспериментах изменение ориентации производилось с помощью поворотного столика, позволявшего вращать образец внутри волновода с точностью до 0.3 градуса и подстроечных винтов, наклоняющих волновод как целое вместе с образцом с точностью до трех угловых минут. Наилучшая ориентация достигалась при максимальном расхождении линий АФМР при  $H < H_{II}$  и  $H > H_{II}$ , где  $H_{II}$  — поле завершения СП (как следует из [6], при ухудшении ориентации резонансные линии на заданной частоте излучения сближаются, а при улучшении — расходятся). При неоднократном повторении этой процедуры на каждый раз уменьшающихся частотах удавалось достичь высокой  $\pm 3'$  точности ориентации образца в магнитном поле.

Описанная операция проводилась при комнатной температуре. Ухудшение ориентации, вызванное изменением температуры, по нашим оценкам, не превышало 10 угловых минут. Периодически проводимые контрольные измерения показали, что после каждого эксперимента при восстановлении комнатной температуры ориентация образца сохранялась с точностью не хуже  $\pm 0.5'$ .

## 2. Э к с п е р и м е н т а л ь н ы е р е з у л ь т а т ы и их о б с у ж д е н и е

На рис. 1 приведены примеры записей линий поглощения на различных частотах при  $T=106$  К. Хорошо видно, как по мере роста частоты излучения линии АФМР квазиферромагнитной моды  $\nu_1(H)$  раздвигаются

и возникает поглощение, соответствующее квазиантиферромагнитной моде  $\nu_2(H)$ . То, что наблюдается резонанс на  $\nu_2$  только при  $H < H_{II}$ , связано с условиями возбуждения этой моды. Геометрия эксперимента

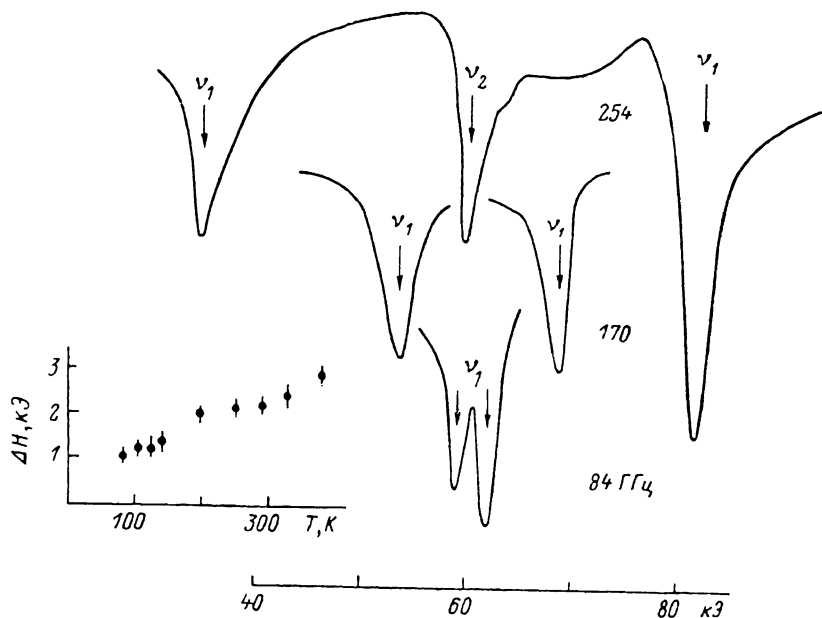


Рис. 1. Примеры записи линий поглощения на частотах 84, 170 и 254 ГГц при температуре  $T=106$  К.

На вставке — зависимость ширины резонансных линий от температуры.

такова, что магнитное поле  $\mathbf{H}$  и ось  $a$  кристалла параллельны распространению излучения. После завершения СП при  $H > H_{II}$  вектор  $\mathbf{M}$  ( $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ , где  $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$  — намагниченность подрешеток антиферро-

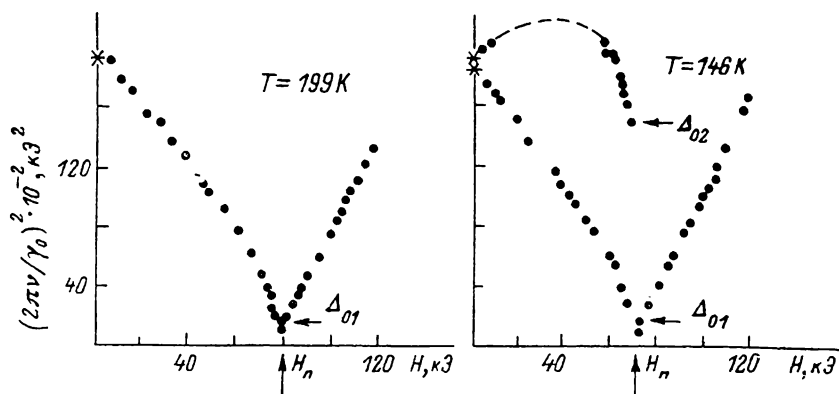


Рис. 2. Спектры АФМР диспрозиевого ортоферрита в поле  $\mathbf{H} \parallel a$  и температурах 146 и 199 К.

$\Delta_{01}$  и  $\Delta_{02}$  — энергетические щели в спектре квазиферромагнитной и квазиантиферромагнитной мод соответственно.  $H_{II}$  — поле завершения спиновой переориентации. Звездочками обозначены данные, взятые из работы [4].

магнетика) направлен вдоль оси  $a$  и, следовательно, перпендикулярен высокочастотному полю  $\mathbf{h}$ , поэтому АФМР, соответствующий  $\nu_2$ , в этом случае не наблюдается. (Для возбуждения  $\nu_2$  необходима составляющая  $\mathbf{h}$ , параллельная  $\mathbf{M}$ ).

С изменением температуры ширина линий АФМР  $\Delta H$  заметно меняется. Видно (см. вставку на рис. 1), что при высоких температурах

(~400 K) величина  $\Delta H$  возросла по сравнению с азотными температурами почти в три раза. На рис. 2 представлены спектры АФМР диспрозиевого ортоферрита, полученные при температурах 146 и 199 K. На одном из них

наблюдается весьма интересная ситуация, когда частоты  $\nu_1(0)$  и  $\nu_2(0)$  практически совпадают. Сильное уменьшение  $\nu_2(0)$  при уменьшении температуры и пересечение  $\nu_1(0)$  и  $\nu_2(0)$  при  $T \sim 150$  K было обнаружено

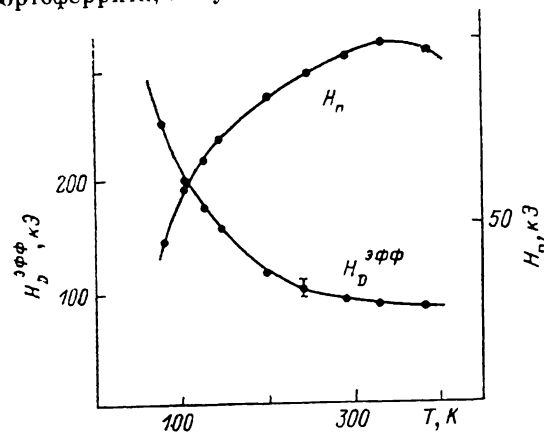


Рис. 3. Температурные зависимости поля перехода  $H_n$  и эффективного поля Дзюлошинского  $H_D^{\text{эфф}}$ .

в [3]. Мы могли определять значения  $\nu_1(0)$  и  $\nu_2(0)$ , экстраполируя полученные нами полевые зависимости  $\nu_1(H)$  и  $\nu_2(H)$ , в нуль магнитного поля. Определенные таким образом при различных температурах величины  $\nu_1$  и  $\nu_2$  полностью совпали с данными работы [3] (на рис. 2 они обозначены звездочками).

На рис. 3 показана зависимость поля перехода  $H_n$  от температуры. Так же как и в [1, 2],  $H_n$  определялось по нерасщепленным «хвостам» линий поглощения (нерезонансное [6] поглощение). Видно, что при  $T =$

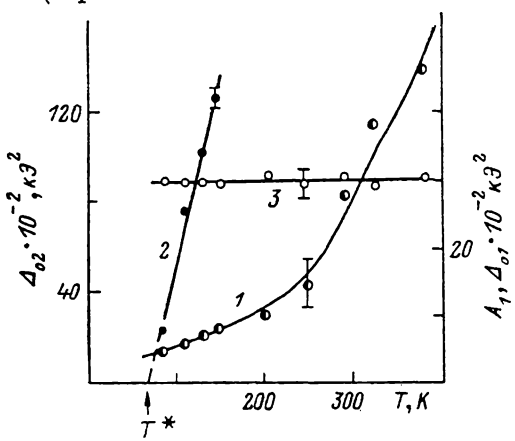


Рис. 4. Температурные зависимости энергетических щелей  $\Delta_{01}$  (1) и  $\Delta_{02}$  (2), а также  $A_1$  (3) (см. в тексте).

$T^*$  — температура, ниже которой должна наблюдаться необычная спиновая переориентация.

$= 340$  K  $H_n(T)$  имеет максимум, а при дальнейшем увеличении температуры начинается уменьшение  $H_n$ , связанное с приближением к  $T_N$ . Следует отметить, что для ряда ортоферритов (в том числе и для  $\text{DyFeO}_3$ ) аналогичные зависимости  $H_n(T)$  уже были получены методом крутящих моментов [7], однако точность этих измерений (до 10 кЭ) существенно уступает точности наших экспериментов — на рис. 3 погрешность измерения не превышает размера точек.

При исследовании спектров АФМР в  $\text{YFeO}_3$  и  $\text{DyFeO}_3$  при комнатной температуре было установлено [1, 2, 8], что положение экспериментальных точек на зависимости  $\nu_1(H)$  практически не зависит от разориентации до  $2^\circ$  оси  $a$  кристалла от направления магнитного поля при условии, если значения  $H$  превышают  $H_n$  на 10 % и более, что полностью соответствует

теоретическому расчету, выполненному в [6]. Таким образом, часть зависимости  $\nu_1(H)$ , расположенная на рис. 2 правее  $H_{II}$ , оказывается «чувствительной» к разориентации образца в указанных пределах.

Экстраполяция  $\nu_1^2(H)$  по параболическому закону из области полей  $H \geq 1.1 H_{II}$  к полю перехода дает значение  $\nu_0$ , которое и определяет величину энергетической щели,  $\Delta_{01} = (2\pi\nu_0/\gamma_0)^2$ , где  $\gamma_0$  — гиромагнитное отношение. Зависимость  $\Delta_{01}(T)$  для  $DyFeO_3$ , полученная в настоящей работе, приведена на рис. 4. Для сравнения оценим величину магнитоупругой щели  $\Delta_{мy} = H_E H_{мy} = \frac{1}{2} E_a \lambda_{aa} / \chi_{\perp}$ , где  $E_a$ ,  $\lambda_{aa}$  — модуль упругости и магнитострикция в направлении оси  $a$  при СП в поле  $H \parallel a$ . Воспользовавшись данными [3, 9]  $E_a = 2 \cdot 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\lambda_{aa} = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $\chi_{\perp} = \chi_{\perp}^0 \rho = 5.6 \cdot 10^{-5}$  ( $\rho \approx 8$  г/см<sup>3</sup> — плотность  $DyFeO_3$ ), найдем  $\Delta_{мy} \approx 45$  кЭ<sup>2</sup>, что почти на порядок меньше, чем минимальное (при  $T = 78$  К) значение  $\Delta_{01} \approx 300$  кЭ<sup>2</sup>. Из приведенной оценки следует, что магнитострикционного механизма явно «недостаточно» для объяснения обнаруженного эффекта.

В [1, 8] показано, что энергетическая щель в спектре квазиферромагнитной моды АФМР в поле завершения СП связана, главным образом (после учета небольшой поправки на магнитострикцию) с несохранением величины магнитного момента подрешеток антиферромагнетика, т. е. с параллельной восприимчивостью  $\chi_{\parallel}$ , и, следовательно, имеет обменное происхождение. Таким образом, несмотря на то, что СП, индуцированная магнитным полем  $H \parallel a$ , является ФП второго рода (см. ниже), ни одна из магнитных мод АФМР при этом переходе не является «мягкой». Это кажущееся противоречие с общей теоремой динамики, утверждающей о необходимости обращения в нуль одной из частот колебаний намагниченности в точке ФП второго рода, преодолевается при применении термодинамических уравнений движения, наиболее полно учитывающих симметрию задачи [8].

Проведенные эксперименты убедительно доказывают, что даже при низких температурах влияние параллельной восприимчивости велико, и в термодинамическом потенциале необходимо учитывать слагаемое  $D(ML)^2$ , отвечающее за  $\chi_{\parallel}$ .

Не менее интересна и температурная зависимость энергетической щели  $\Delta_{02}$  в спектре квазиантиферромагнитной моды АФМР в поле завершения СП (рис. 4). Нетрудно видеть, что экстраполяция  $\Delta_{02}(T)$  в нуль дает температуру  $T^*$ , заметно превышающую известные значения для температуры перехода Морина в  $DyFeO_3$ :  $T_M \sim 40 \div 50$  К [3, 9, 10]. Обращение в нуль частоты  $\nu_2$  свидетельствует о потере устойчивости исходной магнитной конфигурации и, следовательно, о возможности при  $T_M < T < T^*$  нового фазового перехода, индуцированного магнитным полем и не наблюдавшегося ранее в ортоферритах. Расчеты показали, что в ортоферритах и, в частности, в ортоферрите диспрозия может иметь место необычная спиновая переориентация, индуцированная магнитным полем, описываемая на плоскости  $(T, H)$  фазовой диаграммой с тетракритической точкой. Из анализа наших экспериментальных данных совместно с данными работы [3] следует, что эта СП должна иметь место при температуре  $T \sim 55 \div 65$  К. В настоящее время идет подготовка эксперимента по обнаружению предсказываемого здесь нового спин-переориентационного перехода.

Экстраполяция зависимости  $\nu_1^2(H)$  по параболическому закону из области полей  $H > H_{II}$  к нулевому полю дает значение, отличающееся от  $\nu_1^2(0)$  на величину  $A_1$ , пропорциональную биквадратичной константе анизотропии [2]. Оказалось (рис. 4), что она практически не зависит от температуры и выраженная, как обычно, в виде произведения обменного поля  $H_E$  и поля биквадратичной анизотропии  $H_{A_2}$ , равна  $H_E H_{A_2} = (-30 \pm 3) \cdot 10^2$  кЭ<sup>2</sup>. Коэффициент при линейном члене в экстраполяционной формуле дает некоторое эффективное значение поля Дзялошинского, определяемого константой  $d$  антисимметричного обмена железных подрешеток и вкладом R—Fe-взаимодействия

$$H_D^{\text{эфф}} = H_D + \tau H_E / 1 + \eta_x.$$

где  $\tau$  — феноменологический коэффициент в термодинамическом потенциале при члене  $H_x L_x$ , отвечающем за анизотропную часть R—Fe-взаимодействия [10, 11], а  $\eta_x$  — «коэффициент усиления», характеризующий действие на ионы  $\text{Fe}^{3+}$  обменного поля, наводимого редкоземельными ионами, находящимися во внешнем поле  $H$ .

При обработке экспериментальных данных мы осуществляли прогонку по «коэффициенту усиления»  $\eta_x$  в диапазоне от 0 до 1 с целью определения температуры, при которой становится заметным влияние ионов  $\text{Dy}^{3+}$ . Эти расчеты показали, что со стороны высоких температур вплоть до 78 К  $\eta_x$  равен нулю в пределах экспериментальной ошибки (2—5%). Полученная при этом условии зависимость  $H_D^{\text{эфф}}(T)$  приведена на рис. 3. Начиная с 200 К наблюдается быстрый рост  $H_D^{\text{эфф}}$ . Известно, что в ортоферрите иттрия значение  $H_D^{\text{эфф}}$ , определяемое только величиной  $d$ , практически не меняется в диапазоне температур 4.2 ÷ 300 К [8, 12]. Поэтому

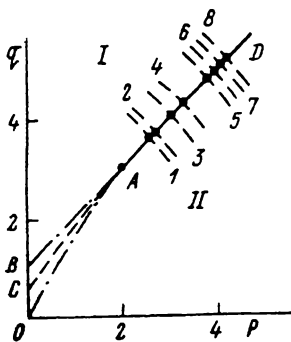


Рис. 5. Фазовая диаграмма, соответствующая переориентации в магнитном поле  $H \parallel a$  в ортоферритах с отрицательной биквадратичной константой анизотропии; 1—8 — термодинамические пути в окрестности завершения СП.

1 — 381, 2 — 290, 3 — 244, 4 — 199, 5 — 146, 6 — 128, 7 — 106, 8 — 78 К. I — угловая фаза ( $H < H_n$ ), II — коллинеарная фаза ( $H > H_n$ ). AD — линия фазовых переходов второго рода, AC — линия ФП первого рода, AB и AO — линии потери устойчивости фаз II и I соответственно.

рост  $H_D^{\text{эфф}}$  в  $\text{DyFeO}_3$  при понижении температуры вызван, по-видимому, «включением» R—Fe-взаимодействия, в результате чего при 100 К  $H_D^{\text{эфф}}$  возрастает более чем вдвое по сравнению с комнатной температурой. Если предположить, что при  $T \sim 300$  К взаимодействие ионов  $\text{Dy}^{3+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  пренебрежимо мало, то из наших экспериментов следует, что при  $T = 100$  К величина  $\tau H_E$  имеет значение  $\sim 100$  кЭ.

Вообще говоря, взаимодействие Дзялошинского в редкоземельных ортоферритах записывается в виде двух констант  $d_1$  и  $d_3$ , отличающихся от  $d$  на величину  $\tau H'_E$ , где  $H'_E$  — поле изотропного обменного взаимодействия в магнитной подсистеме ионов  $\text{Dy}^{3+}$  [10] (мы используем величины, имеющие размерность магнитного поля). Известно также, что по порядку величины  $H'_E/H_E \sim 10^{-2}$ . Таким образом, поправка к константе  $d$ , связанная с R—Fe-взаимодействием, составляет  $\sim 1 \div 2$  кЭ, т. е. единицы процентов. Поэтому пренебрежение различием  $d_1$  и  $d_3$  при температурах  $T \geq 50$  К не приводит к неправильной интерпретации экспериментальных результатов.

Теперь, зная все необходимые параметры, можно построить термодинамические пути на фазовой диаграмме, соответствующей СП в магнитном поле [2, 8]. Напомним, что она построена не в общепринятых координатах поле—температура, а в переменных, являющихся комбинациями параметров термодинамического потенциала и внешнего поля. В этих переменных фазовая диаграмма описывает СП для любых соединений с такой же магнитной симметрией в аналогичной ситуации и является в этом смысле универсальной. Одна переменная ( $p$ ) по существу является приведенным внешним полем, а другая ( $q$ ) — комбинацией поля анизотропии и внешнего поля, и, таким образом, одна координата зависит в основном от магнитного поля, вторая — от поля и температуры одновременно (построение фазовой диаграммы и все обозначения см. в [8]). При этом термодинамические пути, соответствующие СП при изменении магнитного поля и постоянной температуре, будут криволинейными.

На рис. 5 представлена фазовая диаграмма для СП, индуцированной магнитным полем в орторомбических антиферромагнетиках с отрицательной биквадратичной константой анизотропии в плоскости переориентации. На ней нанесены термодинамические пути в области завершения СП для  $DyFeO_3$  при различных температурах. Все они пересекают линию ФП второго рода. Однако с ростом температуры точка пересечения смещается к области, где СП идет как ФП первого рода. Вполне вероятно, что при дальнейшем повышении температуры СП перейдет в область ФП первого рода, хотя следует отметить, что при более высоких температурах возникнут сложности в интерпретации экспериментальных результатов, поскольку значительное уширение резонансных линий уже не позволит с требуемой точностью восстановить параметры термодинамического потенциала, необходимые для построения пути на фазовой диаграмме при исследуемой СП.

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы. В широком интервале температур ( $T=78-400$  К), частот ( $\nu=75-400$  ГГц) и магнитных полей ( $H=3-130$  кЭ) исследованы спектры АФМР диспрозиевого ортоферрита при спиновой переориентации, индуцированной магнитным полем, приложенным вдоль оси а кристалла. Из обработки экспериментальных данных получены температурные зависимости ширины линий поглощения, поля перехода, эффективного поля Дзялошинского, биквадратичной константы анизотропии.

Во всем диапазоне температур в спектре квазиферромагнитной моды АФМР при завершении спиновой переориентации обнаружена значительная энергетическая щель и построена ее зависимость от температуры. Результаты экспериментов указывают на необходимость учитывать параллельную восприимчивость намагниченности подрешеток вплоть до температуры жидкого азота.

Построена температурная зависимость энергетической щели в спектре квазиантиферромагнитной моды АФМР при завершении СП. Показано, что в некотором диапазоне температур исходная магнитная конфигурация может потерять устойчивость и предсказывается возможность нового спин-переориентационного фазового перехода, индуцированного магнитным полем и не наблюдавшегося ранее в ортоферритах.

Проведена оценка параметров R—Fe-взаимодействия в  $DyFeO_3$  и определена температура, ниже которой их влияние на спектре АФМР становится существенным.

Нанесены термодинамические пути на фазовую диаграмму орторомбических антиферромагнетиков и показано, что все они пересекают линию ФП второго рода и приближаются с повышением температуры к области, где указанная СП идет как ФП первого рода.

Авторы выражают признательность А. М. Прохорову за постоянное внимание к работе, а также В. Г. Веселаго и Л. П. Максимова за содействие при проведении экспериментов на установке «Соленоид».

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Балбашов А. М., Березин А. Г., Гуфан Ю. М., Колядко Г. С., Марчуков П. Ю., Николаев И. В., Рудашевский Е. Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 9, с. 391—393.
- [2] Балбашов А. М., Березин А. Г., Гуфан Ю. М., Колядко Г. С., Марчуков П. Ю., Николаев И. В., Рудашевский Е. Г. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 4, с. 205—207.
- [3] Балбашов А. М., Волков А. А., Лебедев С. П., Мухин А. А., Прохоров А. С. ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 3, с. 974—987.
- [4] Веселаго В. Г., Максимов Л. П., Прохоров А. М. ПТЭ, 1968, № 4, с. 192—195.
- [5] Балбашов А. М., Червоненкис А. Я., Антонов А. В., Вахтеузов В. Б. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, т. 35, с. 1243—1247.
- [6] Hagedorn F. V., Syorgy E. M., Le Graw R. C., Hensel J. C., Remick J. P. Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 21, N 6, p. 364—366.
- [7] Кадомцева А. М., Милов В. Н., Семенов В. А. Тезисы докладов 17-й Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений, М-1, с. 181—182.
- [8] Балбашов А. М., Березин А. Г., Гуфан Ю. М., Колядко Г. С., Марчуков П. Ю., Рудашевский Е. Г. ЖЭТФ, 1987, т. 93, № 1 (7), с. 302—315.

- [9] Белов К. П., Звездин А. К., Кадошцева А. М., Крынецкий И. Б. ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 5 (11), с. 1974—1983.
- [10] Белов К. П., Звездин А. К., Кадошцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [11] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. 296 с.
- [12] Jacobs I. S., Burne H. F., Levinson L. M. J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 4, p. 1631—1632.

Институт общей физики АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 июня 1987 г.  
В окончательной редакции  
27 июля 1987 г.

---