

## ОБНАРУЖЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО ВКЛАДА В МЯГКУЮ МАГНИТОРЕЗОНАНСНУЮ МОДУ В $\text{Fe}_3\text{VO}_6$

В.Д.Бучельников, Н.К.Даньшин<sup>+</sup>, Ю.И.Непочатых<sup>+</sup>, В.Г.Шавров\*<sup>1)</sup>

Челябинский государственный университет  
454021 Челябинск, Россия

<sup>+</sup> Донецкий физико-технический институт НАН Украины  
340114 Донецк, Украина

\* Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 1999 г.

Экспериментально обнаружен скачок частот мягкой квазиферромагнитной моды в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  в точке спонтанного ориентационного фазового перехода  $\Gamma_2 - \Gamma_4$ . Теоретически показано, что этот скачок может быть объяснен вкладом дипольного взаимодействия в выражение для мягкой квазиферромагнитной моды.

PACS: 75.40.-s, 76.50.+g

Орторомбический кристалл  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  при температурах  $T < T_N = 508\text{ К}$  упорядочивается в антиферромагнитную структуру со слабым ферромагнетизмом. При  $T = T_{SR} = 415\text{ К}$  в нем происходит спонтанная переориентация векторов ферромагнетизма  $\mathbf{F}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{G}$  в  $xz$  ( $ac$ )-плоскости  $\Gamma_2(F_x G_z) \leftrightarrow \Gamma_4(G_x F_z)$  путем ориентационного фазового перехода первого рода (ОФП-1). В большинстве соединений данного класса (например, в редкоземельных ортоферритах) эта же переориентация происходит плавно – путём двух ориентационных фазовых переходов второго рода (ОФП-2):  $\Gamma_2(F_x G_z) \leftrightarrow \Gamma_{24}(F_{xz} G_{xz})$  и  $\Gamma_{24}(F_{xz} G_{xz}) \leftrightarrow \Gamma_4(G_x F_z)$ , то есть через угловую фазу  $\Gamma_{24}(F_{xz} G_{xz})$ .

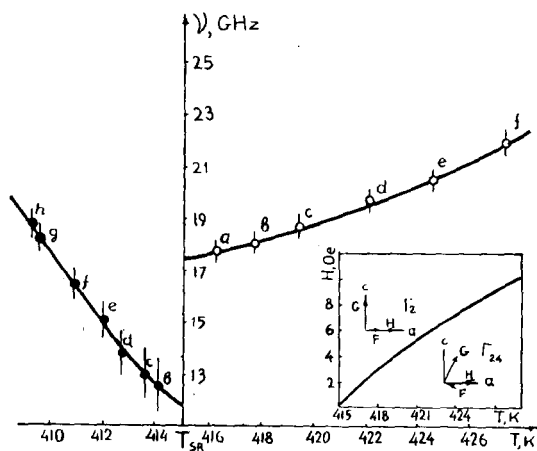
Характерной особенностью ОФП-2 является совпадение в точке перехода резонансных частот мягкой квазиферромагнитной  $\sigma$ -моды со стороны фаз, между которыми происходит переход. Для ОФП-1, наоборот, характерным свойством является наличие скачка частот в точке перехода, то есть возникновение частотной щели в магниторезонансном спектре  $\sigma$ -моды. Этот эффект всегда наблюдается на полевых зависимостях резонансных частот в простейших магнитоупорядоченных кристаллах, например, в точке "спин-флоп" перехода в двухподрешеточных легкоосных антиферромагнетиках [1,2] или при метамагнитных переходах [3]. Однако в сложных многоподрешеточных магнетиках, особенно при наличии нескольких магнитных подсистем от ионов разного сорта (что имеет место в редкоземельных ортоферритах), скачок частот в точке ОФП-1 вовсе не обязателен. В таких магнетиках ситуация, когда в точке ОФП-1 указанный скачок отсутствует, не является уникальной. Например, скачок частот АФМР не обнаруживается при ОФП-1 типа Морина в  $\text{DyFeO}_3$  [4], тогда как в  $\text{HoFeO}_3$  [5] в процессе сложной спонтанной переориентации  $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_4$  он ярко выражен. Все зависит от определенного соотношения констант анизотропии, которое может сделать этот эффект очень слабым или, напротив, большим. Последнее

<sup>1)</sup> e-mail: shavrov@mail.cplire.ru

утверждение может быть отнесено и к изоморфному редкоземельным ортоферритам соединению  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$ .

Авторы работы [6] на основании развитой специально для  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  теории сделали вывод, что в этом магнетике в точке спонтанной переориентации  $\Gamma_2 - \Gamma_4$  скачок частот и щель в спектре мягкой магниторезонансной моды должны отсутствовать. Эти расчеты были проведены с учетом динамики только спиновой подсистемы. Вывод об отсутствии скачка частот и щели следовал из соответствующего соотношения констант магнитной анизотропии в точке ОФП-1. В рамках спин-волнового приближения такой вывод является вполне оправданным.

Для проверки выводов работы [6] с учетом ожидаемой малости эффекта нами была применена высокочувствительная модуляционная методика [7], в которой сигналы резонансного поглощения записывались путем протяжки температуры при фиксированных значениях модулированного магнитного поля.



Температурные зависимости энергетических щелей в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  в точках завершения индуцированной полем спиновой переориентации  $\Gamma_{24} - \Gamma_4$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  (●) и  $\Gamma_{24} - \Gamma_2$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  (○). Каждая точка на температурных зависимостях щелей соответствует следующим значениям поля  $H$  (Э):  $a - 1.25$ ,  $b - 2.5$ ,  $c - 4$ ,  $d - 6$ ,  $e - 8$ ,  $f - 10$ ,  $g - 12$ ,  $h - 12.5$ . На вставке - фрагмент фазовой  $H - T$ -диаграммы  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  и структура перехода  $\Gamma_{24} - \Gamma_2$ , реализующегося при такой ориентации поля

На рисунке приведены экспериментальные температурные зависимости энергетических щелей - минимальных частот  $\sigma$ -моды на линиях переходов, индуцированных магнитным полем. Видно, что их экстраполяция к точке спонтанного ОФП-1 ( $H = 0, T = T_{SR}$ ) со стороны температур, меньших и больших  $T_{SR}$ , дает отличные от нуля и разные значения щелей в этой точке - соответственно с частотами  $\nu_1 = 11.8 \pm 1.5$  ГГц и  $\nu_2 = 17.5 \pm 1$  ГГц. К сожалению, точность эксперимента при  $H \rightarrow 0$  не позволяет отождествить данные щели с конкретными фазами. Однако, как следует из приведенных ниже теоретических формул для величин щелей в точке спонтанного ОФП и независимых экспериментов по определению постоянных Дзялошинского в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  [8-10], первая частота должна соответствовать щели в фазе  $\Gamma_4$ , а вторая - щели в фазе  $\Gamma_2$ .

Неожиданный с точки зрения теории [6] экспериментальный результат о наличии в точке спонтанного ОФП-1 большой величины щели и скачка частот со стороны смежных фаз потребовал для своего объяснения привлечь современные представления о механизмах формирования энергетических щелей в точках ориентационных переходов. Эти представления базируются на максимальном учете динамического взаимодействия спиновой подсистемы с другими колебательными подсистемами магнетика [11].

В [6] и в работах, на которые там даны ссылки, при расчетах не учитывалось влияние магнитоупругого и дипольного взаимодействий на спектр спиновых колебаний, хотя, как известно [11-14], влияние этих взаимодействий в области фазовых переходов на спектр спиновых волн может стать определяющим. Данное утверждение справедливо как для ОФП-2, так и ОФП-1.

В работе [12] были рассчитаны спектры квазиспиновых колебаний в редкоземельных ортоферритах в области спонтанных ОФП-1 с учетом дипольного и магнитоупругого взаимодействий. В этой работе выражения для частот колебаний спиновой подсистемы были получены в магнитостатическом приближении. В [11] отмечалось, что при вычислении спектра колебаний магнитной подсистемы необходимо рассматривать не уравнения магнитостатики, а полные уравнения Максвелла.

В данной работе расчет спектра колебаний спиновой подсистемы проводился по методикам, развитым в работах [11,12]. Для общности приведем здесь результаты расчетов для частот мягкой магниторезонансной квазиферромагнитной  $\sigma$ -моды как для спонтанных, так и для индуцированных магнитным полем ОФП.

Активации  $\sigma$ -моды в фазах  $\Gamma_4$  и  $\Gamma_2$  имеют, соответственно, вид

$$\nu_{01}^2 (g/2\pi)^2 [-H_E(K_1 + 2K_2)/M_0 + H_E(H_{me5} + H_{dip1}) + H(H + H_{D1})], \quad (1)$$

$$\nu_{02}^2 = (g/2\pi)^2 [H_E K_1/M_0 + H_E(H_{me5} + H_{dip2}) + H(H + H_{D2})]. \quad (2)$$

Здесь  $H_E$ ,  $H_{me5}$ ,  $H_{D1,2}$  и  $H_{dip1,2}$  - соответственно поля однородного обмена, магнитострикции, Дзялошинского и дипольного взаимодействия,  $K_{1,2}$  - эффективные константы анизотропии второго и четвертого порядка (см. [11, 12]),  $g$  - гиромагнитное отношение,  $M_0$  - намагниченность насыщения подрешеток. Поля  $H_{D1,2}$  и  $H_{dip1,2}$  выражаются формулами

$$H_{D1,2} = (3d_{3,1} - 2d_{1,3})/M_0, \quad H_{dip1,2} = 16\pi(d_{3,1}/H_E)^2/M_0, \quad (3)$$

где  $d_{1,3}$  - постоянные антисимметричного обмена (постоянные Дзялошинского).

Сопоставим полученные теоретические формулы (1) и (2) для резонансных частот с экспериментальными результатами, приведенными в данной работе и в [7].

Точка спонтанного ОФП-1  $\Gamma_2 - \Gamma_4$  определяется условием  $K_1 + K_2 = 0$  (фазовый переход первого рода возможен лишь при  $K_2 < 0$ ) [11,12]. Отсюда следует, что при пренебрежении магнитоупругим и дипольным взаимодействиями ( $H_{me5} = 0$  и  $H_{dip} = 0$ ) в точке спонтанного фазового перехода ( $H = 0$ ) активации в резонансном спектре  $\sigma$ -моды как со стороны фазы  $\Gamma_2$ , так и со стороны фазы  $\Gamma_4$  одинаковы:

$$\nu_{01}^2 = \nu_{02}^2 = (g/2\pi)^2 (-H_E K_2/M_0). \quad (4)$$

Таким образом, в этом случае скачок частот в точке фазового перехода будет отсутствовать. Это и было получено в [6]. На самом же деле, как следует из точных формул (1) и (2), этот скачок существует. В нулевом магнитном поле он определяется дипольным вкладом и имеет величину

$$\Delta\nu^2 = \nu_{02}^2 - \nu_{01}^2 = (g/2\pi)^2 H_E (H_{dip2} - H_{dip1}). \quad (5)$$

Оценим численную величину скачка частот в точке спонтанного фазового перехода. Для этого воспользуемся следующими значениями постоянных, входящих в

формулы (1) и (2):  $H_E \approx 5 \cdot 10^6$  Э,  $M_0 \approx 10^3$  Гс,  $g \approx 2 \cdot 10^7$  Гц/Э,  $d_1/M_0 \approx 14 \cdot 10^3$  Э,  $d_3/M_0 \approx 1 \cdot 10^4$  Э [6,8–10,12]. Тогда получаем численное значение скачка частот в точке спонтанного ОФП  $\Delta\nu \approx 3$  ГГц. Это значение хорошо согласуется с экспериментальной величиной  $\Delta\nu \approx 5.7$  ГГц (см. рисунок).

Таким образом, в  $\text{Fe}_3\text{VO}_6$  обнаружен эффект, который не следует из традиционного описания динамики упорядоченных магнетиков в окрестности ОФП, то есть без учета взаимодействия спиновой подсистемы с другими колебательными подсистемами. В данном случае этот эффект является результатом влияния на магниторезонансный спектр взаимодействия спиновых и электромагнитных волн. Не исключено, что обнаруженный ранее скачок частот в точке спонтанного ОФП-1 в  $\text{HoFeO}_3$  [5] также содержит в себе соответствующий дипольный вклад. Такое предположение в принципе можно сделать по отношению к любому ОФП-1, если экспериментально наблюдаемый скачок частоты в этой точке не согласуется с его расчетной величиной, учитывающей только динамику спиновой подсистемы.

Следует также отметить, что проведенный сопоставительный анализ теории и эксперимента в отношении роли спиновой динамики в формировании энергетической щели и скачка частоты учитывал только прецессионное движение намагниченности. При учете её продольных колебаний в выражения для частот квазиспиновых волн (1) и (2) аддитивно войдет еще и щель релаксационного происхождения, которая может давать существенный вклад в суммарную энергетическую щель при высоких температурах и (или) в сильных магнитных полях [10]. В принципе, при анизотропном характере этой щели, она может давать вклад также и в величину скачка частот при спонтанном ОФП-1. Наравне с дипольным вкладом, релаксационный вклад в энергетическую щель от взаимодействия прецессионных и релаксационных колебаний может обуславливать расхождение значений щелей в точках ОФП, рассчитанных для случая  $H = 0$  и полученных экстраполяцией экспериментального спектра к  $H = 0$  из области больших значений магнитного поля, что и наблюдалось в экспериментах [7].

- 
1. В.В.Еременко, А.В.Клочко, В.М.Науменко, Письма в ЖЭТФ **35**, 479 (1982).
  2. В.Г.Барьяхтар, А.П.Богданов, В.А.Попов, А.П.Яблонский, Письма в ЖЭТФ **41**, 229 (1985).
  3. Н.К.Даньшин, Н.М.Ковтун, М.А.Сдвижков, ЖЭТФ **89**, 203 (1985).
  4. А.М.Балбашев, А.А.Волков, С.П.Лебедев и др., ЖЭТФ **88**, 974 (1985).
  5. Н.К.Даньшин, С.В.Жерлицын, С.С.Звада и др., ФТТ **31**, 198 (1989).
  6. В.Э.Арутюнян, К.Н.Кочарян, Р.М.Мартиросян, ЖЭТФ **96**, 1384 (1989).
  7. Н.К.Даньшин, Ю.И.Непочатых, В.Ф.Шкарь, ЖЭТФ **109**, 639 (1996).
  8. R. Wolfe, R.D.Pierce, M.Eibshutz, and J.W.Nielsen, Sol. St. Comm. **7**, 949 (1969).
  9. H.Koshizaka, M.Hirano, T.Okida et. al., AIP Conf. Proc. **24**, 61 (1975).
  10. В.Э.Арутюнян, К.Н.Кочарян, Р.М.Мартиросян и др., ЖЭТФ **98**, 712 (1990).
  11. В.Д.Бучельников, Н.К.Даньшин, Л.Т.Цымбал, В.Г.Шавров, УФН **166**, 585 (1996).
  12. И.Е.Дикштейн, В.В.Тарасенко, В.Г.Шавров, ФТТ **19**, 1107 (1977).
  13. В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров, Письма в ЖЭТФ **60**, 534 (1994).
  14. В.Д.Бучельников, В.Г.Шавров, ЖЭТФ **106**, 1756 (1994).