

**ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ "МЯГКОЙ" МОДЫ АФМР ОРТОФЕРРИТОВ
В ОКРЕСТНОСТИ ЗАВЕРШЕНИЯ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

А.М. Балбашов, П.Ю. Марчуков, Е.Г. Рудашевский

Обнаружено, что при спиновой переориентации (СП), индуцированной магнитным полем в ортоферритах, минимум частоты квазиферромагнитной моды АФМР может не совпадать с точкой завершения СП.

В антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом, к которым относятся ортоферриты, завершение спиновой переориентации (СП), индуцированной магнитным полем, приложенным вдоль исходного направления вектора антиферромагнетизма L , является фазовым переходом второго рода /1/. Однако в работе /2/ показано, что при этом частота смягчающейся квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса (АФМР) не обращается в нуль, а энергетическая щель в спектре спиновых волн в точке фазового перехода второго рода имеет преимущественно обменное происхождение и связана с параллельной восприимчивостью магнитных моментов подрешеток антиферромагнетика $\chi_{||}$, что подтверждено в экспериментах на $YFeO_3$ /2/, а затем и на $DyFeO_3$ /3/. В связи с этим теоретический и экспериментальный интерес представляет исследование спектра квазиферромагнитной моды АФМР в окрестности завершения спиновой переориентации, индуцированной магнитным полем.

Для расчета частот воспользуемся термодинамическим потенциалом, записанным в соответствии с симметрией орторомбических кристаллов /1, 2/:

$$\Phi(\bar{M}, \bar{L}) = \Phi_0(L^2) + \frac{1}{2} BM^2 + \frac{1}{2} D(ML)^2 + d(M_x L_z - M_z L_x) - M_x H_x + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 a_i L_i^2 + \frac{1}{4} \sum_{i,j=1}^3 a_{ij} L_i^2 L_j^2 \quad (x, y, z = 1, 2, 3). \quad (1)$$

Поскольку эксперименты проводились при комнатной температуре, в потенциале (1) не учтено взаимодействие между железной и редкоземельной магнитными подсистемами в ортоферритах (так как температура магнитного упорядочения редкоземельных ионов составляет единицы градусов). Расчеты проводились в предположении постоянства величины вектора антиферромагнетизма L . Используя термодинамические уравнения движения в обменном приближении /4, 5/ и пренебрегая отличием кинетических коэффициентов γ_i от $\gamma_0 = ge/2mc$ (справедливость этого допущения установлена в /6/), получаем выражения для частоты квазиферромагнитной моды в случаях $H \leq H_{tr}$ и $H \geq H_{tr}$ (где H_{tr} — поле завершения СП вектора L от оси a к оси c кристалла) /6/:

$$\omega^2/\gamma_0^2 = (1/2) \{ P + Q + R - [(P - Q + R)^2 + 4QR]^{1/2} \}, \quad (2)$$

$$\omega^2/\gamma_0^2 = -\Delta_{1a} + HH_D + H^2, \quad (3)$$

где $P = \Delta_{2c} + A_2 \sin^2 \varphi - \beta H^2$; $Q = (\Delta_{1c} + 3A_1 \sin^2 \varphi) \cos^2 \varphi + H^2 (\sin^2 \varphi - \beta)$; $R = H^2 (1 + \beta)^2 \cos^2 \varphi$; Δ_{1c}, Δ_{2c} — энергетические щели, соответствующие частотам квазиферромагнитной ν_{10} и квазиантиферромагнитной ν_{20} мод АФМР в отсутствие поля: $\Delta_{1c} \equiv (2\pi\nu_{10}/\gamma_0)^2 = \chi_1^{-1} L_0^2 [a_3 - a_1 + (a_{13} - a_{11}) L_0^2]$, $\Delta_{2c} \equiv (2\pi\nu_{20}/\gamma_0)^2 = \chi_1^{-1} L_0^2 [a_2 - a_1 + (a_{12} - a_{11}) L_0^2] + H_D^2$, $\Delta_{1a} = \Delta_{1c} + A_1$; A_1, A_2 — поправки, связанные с учетом

биквадратичной анизотропии: $A_1 = \chi_{\perp}^{-1} L_0^4 (a_{11} + a_{33} - 2a_{13})$, $A_2 = \chi_{\perp}^{-1} L_0^4 (a_{11} - a_{12} + a_{23} - a_{13})$, $\chi_{\perp}^{-1} = B$, $\chi_{\parallel}^{-1} = B + DL_0^2$, $\beta = 1 - \chi_{\parallel}/\chi_{\perp}$, $H_D = dL_0$; φ — угол между L и осью a ; при $H = H_{tr} \sin \varphi = 1$.

При используемых предположениях величина энергетической щели $\Delta_{01} = (\omega(H_{tr})/\gamma_0)^2$ в спектре квазиферромагнитной моды в точке завершения СП равна $\chi_{\parallel} H_{tr}^2 / \chi_{\perp} / 2$.

Рассмотрим поведение зависимости $\omega^2(H)$ вблизи поля перехода H_{tr} . Для этого разложим выражение (2) по степеням $(H_{tr} - H)$, ограничившись первыми двумя членами разложения:

$$\omega^2/\gamma_0^2 = \Delta_{01} + 2(H_{tr} - H) (H_D + 2\beta H_{tr}) (\Delta_{1c} + 3A_1 - H_{tr}^2) / (\Delta_{1c} + 3A_1 - \beta H_{tr}^2) - \chi_{\parallel} H_{tr} / \chi_{\perp} \quad (4)$$

В зависимости от знака величины, заключенной в фигурные скобки (4), будет меняться и характер поведения $\omega^2(H)$ вблизи H_{tr} . На рис. 1 представлены возможные варианты зависимости квадрата частоты квазиферромагнитной моды АФМР от магнитного поля, построенные по формулам (2), (3). Важным моментом является то, что необходимые для построения параметры определяются из обработки экспериментальной зависимости $\omega^2(H)$ при $H > H_{tr}$ по формуле (3) (мы также воспользовались данными /2/ и /3/).

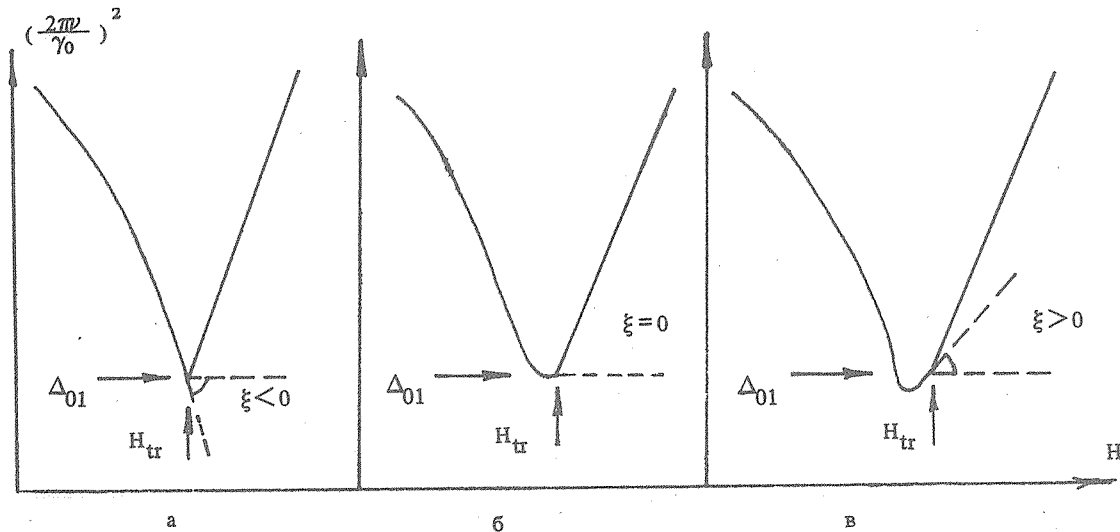


Рис. 1. Зависимости $\omega^2(H)$ вблизи H_{tr} , построенные по формулам (2) и (3): а) выражение в фигурных скобках (4)

больше нуля, что соответствует $\left. \frac{d(\omega)^2}{dH} \right|_{H \rightarrow H_{tr} - 0} = \text{tg } \xi < 0$; б) $\text{tg } \xi = 0$; в) $\text{tg } \xi > 0$.

Эксперименты проводились на монокристаллах ортоферритов иттрия $YFeO_3$ и диспрозия $DyFeO_3$. Квазиферромагнитная мода в окрестности H_{tr} чрезвычайно чувствительна к отклонению магнитного поля от оси a кристалла, поэтому установка образца в поле проводилась с особой тщательностью. Методика эксперимента и точной ориентировки оси a кристалла в направлении магнитного поля подробно описана в /6/, наилучшая достигнутая точность ориентации — менее 3 угловых минут. Результаты экспериментов представлены на рис. 2. Величина энергетической щели Δ_{01} получается экстраполяцией зависимости $\omega^2(H)$ по формуле (3) из области больших полей к полю перехода. Особо подчеркнем, что Δ_{01} не совпадает с наблюдаемым в эксперименте значением Δ_{min} , которое сильно зависит от точности установки образца в магнитном поле, в то время как Δ_{01} оказывается нечувствительной к разориентации до 2° /2, 6/. Поле перехода H_{tr} с хорошей точностью определялось по "хвостам" линий поглощения (нерезонансное поглощение /7/), наблюдаемым вплоть до частот 60 ГГц. Однако в случае, показанном на рис. 1в, так определенное поле будет соответствовать $H_{min} < H_{tr}$, что необходимо учитывать при обработке результатов.

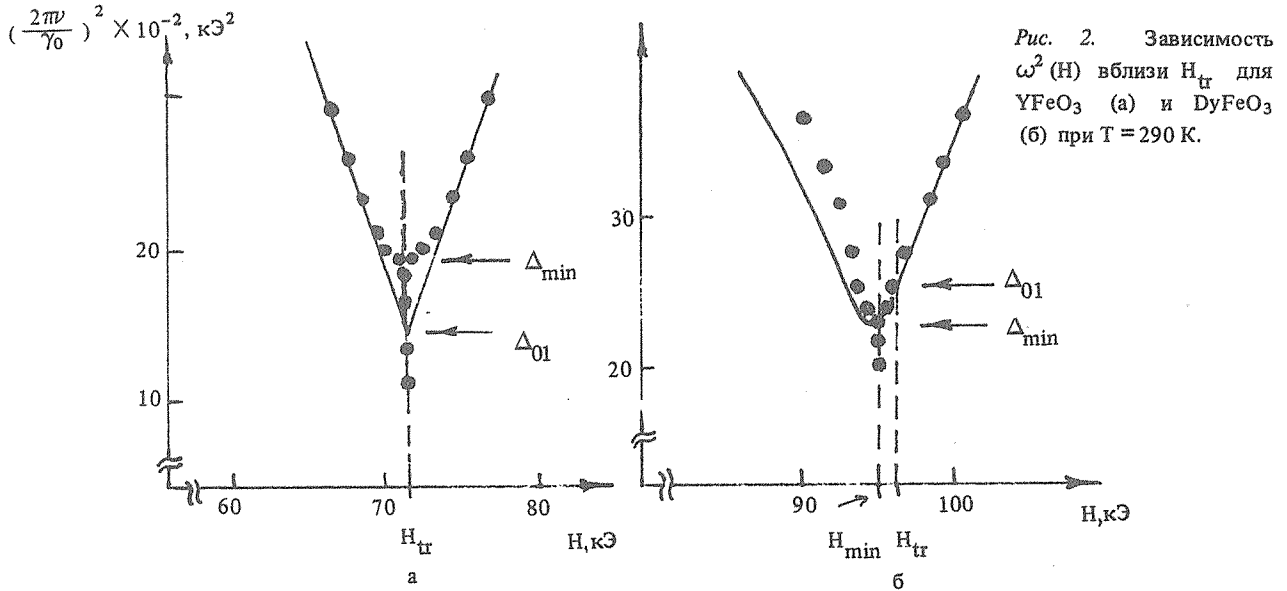


Рис. 2. Зависимость $\omega^2(H)$ вблизи H_{tr} для $YFeO_3$ (а) и $DyFeO_3$ (б) при $T = 290$ К.

Из анализа экспериментальных зависимостей $\omega^2(H)$ при $H > H_{tr}$ следует, что спектр квазиферромагнитной моды $YFeO_3$ вблизи завершения СП должен иметь вид, показанный на рис. 1а, а для $DyFeO_3$ — на рис. 1в. На это также указывает качественное различие в поведении $\omega^2(H)$ в окрестности H_{tr} — для $YFeO_3$ даже при самой лучшей ориентации образца наблюдаемая щель Δ_{min} больше Δ_{01} , а для $DyFeO_3$ Δ_{min} практически совпадает с расчетным значением минимальной частоты. Для $YFeO_3$ поле перехода составило 71,5 кЭ и отношение $\chi_{||}/\chi_{\perp} = 0,3$ [2], зависимость $\omega^2(H)$, рассчитанная по формуле (2), почти с графической точностью совпадает с экспериментальными результатами.

Поскольку $DyFeO_3$ относится к последнему из исследуемых случаев (рис. 1в), следует взять $H_{tr} > H_{min}$ такое, чтобы наилучшим образом описать зависимость $\omega^2(H)$ в области H_{tr} . Расчет показал, что оптимальным является значение $H_{tr} = 96$ кЭ ($H_{min} = 95$ кЭ), при этом значение $\chi_{||}/\chi_{\perp} = 0,3$ совпадает с величиной, полученной ранее для $YFeO_3$, что является косвенным подтверждением теории.

Следует отметить, что расчетная кривая при $H < H_{tr}$ для $DyFeO_3$ проходит немного ниже экспериментальных точек. Возможно, это связано с взаимодействием железной и редкоземельной подсистем (напомним, что для $YFeO_3$, в котором Y^{3+} является немагнитным ионом, эта зависимость хорошо описывает эксперимент), не учитывающимся в данной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П. и др. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., Наука, 1979.
2. Балбашов А. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 41, 391 (1985).
3. Балбашов А. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 43, 205 (1986).
4. Гуфан Ю. М. ЖЭТФ, 60, 1537 (1971).
5. Рудашевский Е. Г. Тезисы докладов на 16 Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений, Тула, 3, 150 (1983).
6. Балбашов А. М. и др. ЖЭТФ, 93, 302 (1987).
7. Nagedorn F. V. et al. Phys. Rev. Lett., 21, 364 (1968).

Поступила в редакцию 17 ноября 1987 г.