

для данного образца. При $T \approx 91$ К наблюдается скачок теплоемкости ΔC , размытый в диапазоне ~ 2 К. Определенная экстраполяцией со стороны высоких и низких температур величина скачка $\Delta C = 2.5$ Дж/моль \cdot К. Наличие скачка и его величина свидетельствуют о том, что переход в сверхпроводящее состояние носит объемный характер. Из полученной экспериментально величины ΔC можно оценить верхний предел коэффициента электронной теплоемкости γ . Используя простое соотношение $\Delta C = 1.43 \eta_c \gamma^* T_c$, получим

$$\gamma = \gamma^*/(1 + \lambda) = \Delta C / 1.43 \eta_c (1 + \lambda) T_c \leq 19 \text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2.$$

Здесь γ — зонное значение коэффициента электронной части теплоемкости, γ^* — перенормированное значение γ , λ — константа электрон-фононного взаимодействия, η_c — поправка на сильную связь. При оценке верхнего предела γ сделано предположение, что $\eta_c = 1$, $\lambda = 0$. Плотность электронных состояний на один спин $N(E_F) = 3\gamma/2\pi^2 k^2 \leq 1.3$ сост/эВ \cdot ат — Cu (здесь k — постоянная Больцмана). Полученная величина $N(E_F)$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ довольно мала. Она порядка или даже меньше соответствующей величины для керамик лантанового класса $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{CuO}_4$ и $(\text{La}, \text{Ca}) \cdot \text{CuO}_4$ [4] и почти на порядок ниже, чем в сверхпроводниках с решеткой А-15. Таким образом, чтобы объяснить сверхпроводимость в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в рамках фононного механизма требуется предположить чрезвычайно сильное электрон-фононное взаимодействие в этом соединении. (Заметим, что в случае больших λ расчетная плотность состояний окажется еще меньше).

На вставке к рисунку приведена зависимость C/T от T^2 в низкотемпературной области. В области 5—15 К экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется прямолинейной зависимостью $C/T = \gamma' + \alpha T$ с $\gamma' \approx 30$ мДж/моль К^2 . Отличие γ' от нуля может быть вызвано либо примесью нормальной фазы (однако однофазность образца и большое значение $\gamma' > \gamma$ делают это предположение маловероятным), либо наличием каких-то возбуждений с бесцелевым (или с очень малой щелью) спектром [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Mattheiss L. F. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1028—1030.
 [2] Anderson P. W., Baskaran G., Zou Z., Hus T. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 26, p. 2790—2793.
 [3] Еришов О. В., Минаков А. А., Веселаго В. Г. Препринт 233, М., ФИАН, 1983.
 [4] Kitazawa K., Atake T., Sakai M., Uchida S., Takagi H., Kishio K., Hasegawa T., Fueki K., Saito Y., Tanaka S. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 2, p. L751—L752.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
 АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 9 октября 1987 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЩЕЛЕЙ В СПЕКТРАХ СПИНОВЫХ ВОЛН РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТОВ

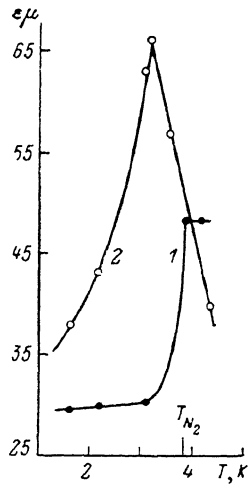
Н. К. Данышин

Во многих экспериментах, посвященных изучению мягких мод магнитного резонанса в редкоземельных (РЗ) ортоферритах, обнаруживаются значительные щели в спектрах спиновых волн $[1-3]$. Так, в точках спон-

танной спиновой переориентации $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ в ErFeO_3 (критическая температура $T_{N_2} \sim 4$ К) величина щели составляет 26 ГГц, в YbFeO_3 , в точках спонтанных переходов $\Gamma_2-\Gamma_{24}$ ($T_1=6.8$ К) и $\Gamma_{24}-\Gamma_4$ ($T_2=8.1$ К) величины щелей соответственно равны 37.5 и 20.2 ГГц. Здесь Γ — обозначение неприводимого представления группы симметрии D_{3h}^{16} , к которой относятся РЗ ортоферриты. В данном случае речь идет о щелях, измеренных методом однородного магнитного резонанса в точках фазового перехода второго рода (ФП-2), т. е. в отсутствие вклада в их величину со стороны кристаллографической анизотропии. В имеющихся к настоящему времени теоретических работах [4-6] происхождение щелей в РЗ ортоферритах объясняется в основном путем учета магнитоупругого (МУ) взаимодействия или релаксации. В то же время анализ приведенных выше экспериментальных результатов показывает, что они не могут быть на количественном уровне объяснены указанными расчетами. Сопоставление температурных и полевых зависимостей щелей в YbFeO_3 [3] с данными ультразвуковых измерений в окрестности того же спинопереориентационного перехода $\Gamma_2-\Gamma_{24}-\Gamma_4$ показывает, что МУ взаимодействие не является основным механизмом формирования щелей: МУ эффекты хорошо проявляются в скорости и затуха-

Температурные зависимости ϵ_μ .

1 — при спонтанной спиновой переориентации $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ ($H=0$), 2 — при метамангнитном переходе в поле $H \parallel c$ ($H=3.65$ кЭ). Здесь $\epsilon=29.5$ и μ — действительные части диэлектрической и магнитной высокочастотных восприимчивостей вдоль оси c . T_{N_2} — температура начала антиферромагнитного упорядочения эрбия по оси c (критическая температура).



нии звука и практически не влияют на спектр магнонов в точках ФП-2. Оценка величины МУ щели при этом же переходе в ErFeO_3 (90—100 К), проведенная в [4], дает значение $\nu_{\text{МУ}} \sim 1$ ГГц, тогда как экспериментально наблюдаемая щель составляет ~ 150 ГГц [1].

Между тем в РЗ ортоферритах щели могут иметь и иное происхождение. При учете МУ взаимодействия как причины возникновения $\nu_{\text{МУ}}$, обычно пользуются магнитоэлектростатическим приближением. Оно основано на том, что фазовая скорость электромагнитной волны в магнитоэлектрике $v_e \gg v_s$ — скорости спиновой волны (и тем более скорости звука). Поскольку $v_s \sim c/\sqrt{\epsilon\mu}$, то в этих расчетах фактически подразумевается малость $\epsilon\mu$ (c — скорость света, ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости). Дисперсионная кривая электромагнитной волны $\omega_e(k)$ при $\epsilon\mu \sim 1$ «прижата» к оси частот и эта «быстрая» волна практически не взаимодействует с «медленной» спиновой даже при малых волновых векторах k . Тем не менее в определенных условиях этим взаимодействием пренебречь, по-видимому, нельзя.

Редкоземельные ортоферриты отличаются значительными величинами $\epsilon\mu$ (см. рисунок). Это ведет к уменьшению различия между скоростями спиновых и электромагнитных волн. По нашим измерениям диэлектрические постоянные в ErFeO_3 вдоль осей a и c равны соответственно 26.4 и 29.5. Лишь это само по себе означает, что наклон дисперсионной характеристики электромагнитной волны $\omega_e(k)$ становится меньшим, и она приближается к дисперсионной кривой спиновой волны $\omega_s(k)$. Такое сближение при выполнении условий на симметрию колебаний может привести к увеличению связи между ними и появлению дополнительной активации в спектре $\omega_s(k)$. Еще более благоприятная ситуация для этого взаимодействия может возникнуть в точках ФП-2 за счет возрастания μ . Температурные зависимости $\epsilon\mu$ в ErFeO_3 при спонтанной переориентации $\Gamma_2-\Gamma_{12}$ и в поле $H \parallel c$ (переход $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$) приведены на рисунке. Из них видно, что величины $\epsilon\mu$ в критических точках достигают нескольких де-

сятков. Обращает на себя внимание также корреляция между температурными зависимостями щели и продольной магнитной восприимчивостью на линии метамагнитного ФП $\Gamma_{124}-\Gamma_{24}$ в ErFeO_3 (при этом переходе эрбий из антиферромагнитно упорядоченного состояния по оси c переходит в ферромагнитное состояние под действием внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel c$). Так, с понижением температуры от $T_{N_2}=4$ К до температуры трикритической точки 2.7 К щель в спектре спиновых волн возрастает с 26 до 40 ГГц [2]. При этом магнитная восприимчивость $\chi_c = \mu - 1/4\pi$ увеличивается более чем в 3 раза. В то же время в поле $\mathbf{H} \parallel a$, индуцирующем переход $\Gamma_2-\Gamma_{12}$, в сопоставимых диапазонах температур $T < T_{N_2}$ восприимчивость, а вместе с ней и щель очень слабо зависят от температуры.

Реализующиеся в приведенных примерах большие значения $\varepsilon\mu$ могут быть основной причиной появления значительных щелей в спектрах однородного магнитного резонанса при различных спин-переориентационных переходах в РЗ ортоферритах. Утверждение сводится к следующему. В РЗ ортоферритах наряду с магнон-фононным взаимодействием, формирующим МУ щель $\nu_{МУ}$, не менее важным является учет вклада в активацию спиновых волн со стороны магнон-фотонного взаимодействия. Величина щели должна при этом возрастать с увеличением $\varepsilon\mu$. Это качественно подтверждается нашими экспериментами.

Резкое возрастание активации колебаний магнитного момента, как результат взаимодействия спиновой и электромагнитной волны в критической точке, теоретически рассмотрено в [7]. Здесь на примере ферродизэлектрика показано, что фазовая скорость электромагнитной волны существенно уменьшится из-за возрастания восприимчивости при подходе к точке ФП.

Проявление и учет магнон-фотонного взаимодействия в свою очередь означает, что в РЗ ортоферритах область магнитостатического приближения существенно смещается в сторону больших k . Для выяснения истинной роли и относительных вкладов магнон-фононного и магнон-фотонного взаимодействий в реально наблюдаемые щели в РЗ ортоферритах необходим специальный расчет с использованием имеющихся экспериментальных данных.

Л и т е р а т у р а

- [1] Koshizuka N., Ushioda S. Phys. Rev., 1980, vol. 22, N 11, p. 5394—5399.
- [2] Данышин Н. К., Ковтун Н. М., Сдвижков М. А. ФНТ, 1986, т. 12, № 4, с. 428—431.
- [3] Данышин Н. К., Крамарчук Г. Г., Сдвижков М. А. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 2, с. 85—86.
- [4] Дивштейн И. Е., Тарасенко В. В., Шавров В. Г. ФТТ, 1977, т. 19, № 4, с. 1107—1109.
- [5] Барьяхтар В. Г., Витебский И. М., Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л. ФТТ, 1984, т. 26, № 6, с. 1786—1790.
- [6] Балбашов А. М., Березин А. Г., Гуфан Ю. М., Колядко Г. С., Марчуков П. Ю., Рудацевский Е. Г. ЖЭТФ, 1987, т. 95, № 1 (7), с. 302—314.
- [7] Белозоров Д. П. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 2, с. 683—685.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
23 октября 1987 г.