

## ОБ АНОМАЛЬНО БОЛЬШОМ ИЗМЕНЕНИИ СКОРОСТИ ЗВУКА В ОРТОФЕРРИТЕ ЭРБИЯ

В.Д.Бучельников, И.В.Бычков, В.Г.Шафров

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
103109, Москва

Поступила в редакцию 29 августа 1991 г.

Предлагается объяснение значительного уменьшения (на 25%) скорости квазиупругой волны и поведения мягкой моды квазиспиновых колебаний в  $\text{ErFeO}_3$  вблизи ориентационного фазового перехода (ОФП)  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$ .

Авторы <sup>1,2</sup> в  $\text{ErFeO}_3$  вблизи низкотемпературного (при  $T = T_3 \simeq 4$  К) ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  экспериментально обнаружили уменьшение скорости поперечного звука  $\tilde{s}_t$  на 25%. Такое большое изменение  $\tilde{s}_t$  в ортоферритах наблюдалось впервые. В области высокотемпературных ОФП как в  $\text{ErFeO}_3$  (ОФП  $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$  при  $T_1 \simeq 100$  К и ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$  при  $T_2 \simeq 90$  К), так и в других ортоферритах максимальное изменение  $\tilde{s}_t$  составляло от 0,1 до 3% <sup>3,4</sup>. В <sup>5</sup> показано, что важную роль в статических и динамических свойствах ортоферритов играет редкоземельная ( $f$ ) подсистема, хотя она и находится в парамагнитном состоянии. Оказалось, что спектр ортоферритов состоит из четырех ветвей, две из которых описывают колебания  $f$ -подсистемы, а остальные - колебания железной ( $d$ ) подсистемы, причем мягкой модой вблизи ОФП может быть как  $d$ -, так и  $f$ -мода. Магнитоупругие волны в ортоферритах без учета  $f$ -подсистемы исследовались в <sup>6</sup>. Было показано, что малость изменения  $\tilde{s}_t$  в области ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$  объясняется ограничением этого изменения дипольным взаимодействием. Однако, предсказанное в <sup>6</sup> изменение  $\tilde{s}_t$  на 100% в области перехода  $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$  не согласуется с экспериментом <sup>3,4</sup>.

В данной работе за счет учета влияния  $f$ -подсистемы на спектр магнитоупругих колебаний объясняются экспериментальные результаты по исследованию магнитоупругих волн в ортоферритах, в частности, обнаруженное в  $\text{ErFeO}_3$  изменение  $\tilde{s}_t$  на 25% вблизи ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  и малость этого изменения в области ОФП  $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$ .

Динамику ортоферритов будем описывать линеаризованными уравнениями Ландау-Лифшица, Максвелла и упругости. В фазе  $\Gamma_2$  решение дисперсионного уравнения для интересующих нас мод в длинноволновом приближении имеет вид

$$\omega_I^2 = \omega_{1k}^2 + \omega_{1f}^2 \zeta_{df} + \omega_{4k}^2 \zeta_{de},$$

$$\omega_{II}^2 = \omega_{1f}^2 (1 - \zeta_{df}), \quad (1)$$

$$\omega_{III}^2 = \omega_{4k}^2 (1 - \zeta_{df} - \zeta_{de}) / (1 - \zeta_{de});$$

$$\gamma_{III} = \omega^2 \omega_E \zeta_{de} (\Lambda_d + \Lambda_f) / [s_4 \omega_{1k}^2 (1 - \zeta_{df})^{1/2} (1 - \zeta_{df} - \zeta_{de})^{3/2}]. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_{1k}^2 = \omega_{cb}^2 + \omega_{de4}^2 + \omega_{df}^2 + C^2 k^2$  - квазиантиферромагнитная мода  $d$ -подсистемы;  $\omega_{1f}$ ,  $\omega_{4k}$  - частоты колебаний редкоземельной и упругой подсистем;  $\zeta_{de}$ ,  $\zeta_{df}$  - параметры магнитоупругих и  $d-f$ -взаимодействий;  $\omega_{cb}$ ,  $\omega_{de4}$ ,

$\omega_d$  - вклады в щель спиновых волн  $d$ -подсистемы от анизотропии в плоскости  $cb$ , магнитоупругой и  $d-f$ -связи, усиленные однородным обменом этой подсистемы ( $\omega_E$ );  $s_4$  - скорость поперечного звука с поляризацией по оси  $b$ ;  $\Lambda_d$  и  $\Lambda_f$  - параметры затухания  $d$ - и  $f$ -подсистем (последний перенормирован  $f-d$ -связью);  $\gamma_{III}$  - коэффициент затухания квазиупругой ветви [ $\gamma = \text{Im}(k)$ ]. Волновой вектор  $\vec{k} \parallel \vec{Z} \parallel \vec{c}$ . Точка ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  определяется условием  $\omega_{cb} = 0$  (при этом  $\zeta_d + \zeta_{de} \rightarrow 1$  при  $k \rightarrow 0$ ). Выражения (1) получены при условии  $\omega_{1k} > \omega_{1f}$ , которое, как показывают оценки, для  $\text{ErFeO}_3$  вблизи рассматриваемого ОФП выполняется. Результаты, аналогичные (1)-(2), получаются и для фазы  $\Gamma_4$ .

Из (1) следует, что в точке ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  при  $k \rightarrow 0$  частота квазиупругой ветви квадратично зависит от  $k$ :  $\omega_{III} = s_4 C k^2 / \omega_{de4}$ ; скорость же  $\tilde{s}_4 = \omega_{III} / k \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$ . Вблизи данного ОФП, в отличие от ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{24}$ , дипольное взаимодействие не влияет на уменьшение  $\tilde{s}_4$ . Величина  $\gamma_{III}$  выражается через параметры затухания в  $d$ -и  $f$ -подсистемах, причем определяющим из них является  $\Lambda_f$ , так как  $f$ -подсистема находится в парамагнитном состоянии. Экспериментально установлено <sup>5</sup>, что  $\Lambda_f$  существенно уменьшается с понижением  $T$ . При большом  $\gamma_{III}$  экспериментально определить скорость звука невозможно из-за отсутствия эхо-сигналов <sup>1,3</sup>. При приближении к ОФП возрастание  $\gamma_{III}$  обусловлено тем, что  $\zeta_d + \zeta_{de} \rightarrow 1$  (этим же обусловлено и уменьшение  $\tilde{s}_4$ ). В области  $T_1$  и  $T_2$  рост  $\gamma_{III}$  из-за приближения к ОФП происходит на фоне большого затухания, связанного с затуханием в  $f$ -подсистеме. Небольшой рост величины  $\zeta_d + \zeta_{de}$  с соответствующими малыми изменениями  $\tilde{s}_4$  и  $\gamma_{III}$  приведет к тому, что суммарное (с фоновым) затухание  $\gamma_{III}$  превысит некоторое критическое значение, достаточное для отсутствия эхо-сигналов. В области же перехода  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  затухание в  $f$ -подсистеме существенно меньше. Поэтому до отсутствия эхо-сигналов в непосредственной близости к  $T_3$  величина  $\zeta_d + \zeta_{de}$ , а стало быть и  $\tilde{s}_4$ , могут изменяться в значительно большей степени, чем вблизи  $T_1$  и  $T_2$ . Рассмотренные два фактора (отсутствие влияния дипольного взаимодействия в точке  $T_3$  и резкое уменьшение  $\Lambda_f$  с уменьшением  $T$ ) приводят к тому, что изменение  $\tilde{s}_4$  вблизи  $T_3$  может быть существенно больше, чем в области высокотемпературных ОФП.

Согласно (1) мягкой модой вблизи  $T_3$  является квазиредкоземельная ветвь  $\omega_{II}$ . Величина активации этой моды в точке ОФП определяется как

$$\omega_{II}(0) = \omega_{1f} [\omega_{de} / (\omega_d + \omega_{de})]^{1/2}. \quad (3)$$

Используя экспериментальные результаты <sup>5</sup> и предполагая, что константы магнитоупругих связей растут с уменьшением  $T$  <sup>7</sup>, получаем оценку величины этой щели:  $\omega_{II}(0) \sim 10^2$  ГГц. Это согласуется с экспериментальным результатом <sup>1,2</sup>.

Отметим, что в <sup>1,2</sup> в области ОФП  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  наблюдалась резкая асимметрия в поведении мягкой моды слева и справа от точки ОФП: плавный переход в интервале  $\Delta T \sim 1$  К справа и резкий - слева. Эта асимметрия может быть объяснена поведением константы анизотропии  $K_{cb}$  (величины  $\omega_{cb}$ ) вблизи ОФП, которая должна быть малой и слабо зависящей от  $T$  справа от  $T_3$ . Именно такое поведение  $K_{cb}$  в ортоферрите эрбия обусловлено тем, что  $f$ -подсистема при  $T \geq T_3$  близка к упорядоченному состоянию (в точке  $T_3$  происходит одновременное с ОФП в  $d$ -подсистеме антиферромагнитное упорядочение  $f$ -подсистемы <sup>1,2</sup>). Следовательно, здесь зависимость констант анизотропии от  $T$  становится иной по сравнению с таковой в области высокотемпературных ОФП. Расчет показывает, что в области  $T_1$

и  $T_2$  константа  $K_{cb}$  (а также и  $K_{ac}$ ) линейно зависит от  $T$ , а в непосредственной близости к  $T_3$  справа зависимость  $K_{cb}$  от  $T$  практически отсутствует:  $K_{cb} \sim \text{th}(B/T)$  ( $B$  - константа  $f-d$ -обмена, случай  $T \ll B$ ). Это обусловлено близостью  $f$ -подсистемы к упорядочению. Такой специфической температурной зависимостью констант анизотропии  $d$ -подсистемы и может объясняться тот факт, что низкотемпературный переход в  $\text{ErFeO}_3$  "затянут" по  $T$  по сравнению с высокотемпературными ОФП. Различная температурная зависимость параметров  $f$ -подсистемы справа и слева от  $T_3$  определяет асимметрию щели  $\omega_{II}(0)$  относительно этой точки.

Затянутость перехода  $\Gamma_2 - \Gamma_{12}$  на величину  $\Delta T \sim 1$  К (определяемую независимо из расчета) также благоприятствует наблюдению anomalously большого изменения  $\tilde{\epsilon}_4$  в точке  $T_3$ . В точке же  $T_1$  при ОФП  $\Gamma_4 - \Gamma_{24}$  ситуация для этого неблагоприятна, так как здесь  $\Delta T \sim (10^{-3} - 10^{-4})$  К<sup>6</sup>.

Авторы благодарны М.И.Каганову за обсуждение работы.

- 
1. Балбашов А.М., Данышин Н.К., Изотов А.И. и др. ФТТ, 1989, 31, 279.
  2. Витебский И.М., Данышин Н.К., Изотов А.И. и др. ЖЭТФ, 1990, 98, 334.
  3. Gorodetsky G., Shaft S., Wanklyn B.M. Phys. Rev. B., 1976, 14, 2051.
  4. Данышин Н.К., Жерлицын С.В., Звада С.С. и др. ЖЭТФ, 1987, 93, 2151.
  5. Балбашов А.М., Козлов Г.В., Лебедев С.П. и др. ЖЭТФ, 1989, 96, 1092.
  6. Дикштейн И.Е., Тарасенко В.В., Шавров В.Г. ФТТ, 1977, 19, 1107.
  7. Белов К.П. Магнитострикционные явления и их технические приложения. М.: Наука, 1987.