

Экспериментально фазовый переход зафиксирован при исследовании однородного ( $k = 0$ ) антиферромагнитного резонанса (АФМР)  $\text{Cr}$ -подсистемы. После выключения накачки резонансное поле АФМР  $\text{Cr}$ -подсистемы скачком изменяется. Затем, в течение нескольких минут, оно еще сдвигается к устойчивому значению, которое сохраняется неизменным так долго, сколько поддерживалась низкая температура. Эффект носит пороговый характер как по мощности импульсов, так и по длительности накачки. В зависимости от длительности и мощности накачки для кристаллов разной толщины можно экспериментально реализовать две ситуации: новый сигнал АФМР сосуществует со старым (исходным) сигналом, либо наблюдается один новый сигнал АФМР (при условии, что толщина кристалла не превышала 150 мкм при самой мощной накачке). При повышении температуры эффект исчезает при  $T \gtrsim 100 \text{ K}$ .

Объяснение эффекта основано на модели связанных обменных поляронов. В возбужденном состоянии ионы  $\text{Eu}^{3+} (^7F_1)$  обладают моментом и, находясь в магнитоупорядоченной решетке ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , вступают с ними в обменное взаимодействие — возникают обменные поляроны. Если одновременно возбуждено несколько соседних ионов  $\text{Eu}^{3+}$ , то они эффективно взаимодействуют между собой через решетку ионов  $\text{Cr}^{3+}$  (косвенный  $f-d-f$ -обмен), что приводит к понижению энергии такого кластера. При этом оказывается, что для кластеров, состоящих из  $N = 4, 8, 12$  и т. д. связанных поляронов, энергия меньше, чем для кластеров, содержащих на один полярон меньше или больше. Такие кластеры оказываются метастабильными, т. е. распад их по одному иону энергетически невыгоден, а всех ионов одновременно — маловероятен. Если время жизни таких метастабильных кластеров больше скважности между импульсами накачки, то, по мере накачки, количество их накапливается и возникает макрообласть, содержащая намагниченные ионы  $\text{Eu}^{3+}$ . Из расчета модели следует, что начиная с некоторого числа возбужденных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в кластере ( $N \geq 24$ ), энергия его становится отрицательной, т. е. обменное понижение энергии компенсирует величину расщепления между основным и возбужденным уровнями ионов  $\text{Eu}^{3+}$  ( $E = ^7F_1 - ^7F_0 \approx 300 \text{ см}^{-1}$ ). При этом состоянии кристалла с намагниченными ионами  $\text{Eu}^{3+}$  становится основным. Спонтанный переход кристалла  $\text{EuCrO}_3$  в состояние с магнитной  $\text{Eu}$ -подсистемой не происходит при низкой температуре из-за малой вероятности одновременного термического возбуждения на уровень  $^7F_1$  нескольких соседних ионов  $\text{Eu}^{3+}$ . При высоких же температурах, когда такой заброс возможен, отсутствует обменное взаимодействие.

Из модели следует, что наибольшая величина  $f-d-f$ -обмена имеет место при антиферромагнитном упорядочении  $\text{Cr}$ -матрицы. При этом  $\text{Eu}$ -подсистема упорядочивается также антиферромагнитно с осью антиферромагнетизма вдоль оси  $Y$  кристалла. Проводились измерения зависимости магнитного момента кристалла от температуры для главных направлений в кристалле до и после мощной оптической накачки. Данные магнитных измерений подтвердили наличие антиферромагнетизма в  $\text{Eu}$ -подсистеме после накачки по оси  $Y$  кристалла.

Проведено также исследование оптических спектров поглощения  $\text{EuCrO}_3$  в диапазоне 2200—500 нм, в интервале температур 4,2—300 К до и после оптической накачки. В спектрах поглощения после накачки появляется полоса поглощения с максимумом 1400 нм и ряд других эффектов, связанных с появлением магнитного порядка в  $\text{Eu}$ -подсистеме, которые при нагревании ( $T \geq 140 \text{ K}$ ) исчезают. Отметим, что и в спектрах поглощения до накачки обнаружены особенности, не наблюдавшиеся ранее в магнитных кристаллах на основе ионов  $\text{Cr}^{3+}$ : гигантский красный сдвиг электронно-колебательной полосы  $^4T_2$  ( $\sim 3000 \text{ см}^{-1}$ ) и аномальное поведение  $D$ -линий ионов  $\text{Cr}^{3+}$ . Эти эффекты обусловлены тем, что в полосе  $^4T_2$  и в  $\text{EuCrO}_3$  энергетически выгодно возбуждение  $\text{Cr}-\text{Eu}$ -экситона, представляющего собой возбужденный ион  $\text{Cr}^{3+}$  (в полосе  $^4T_2$ ), окруженный возбужденными ионами  $\text{Eu}^{3+} (^7F_1)$ . Поляризация магнитных моментов ионов  $\text{Eu}^{3+}$  за счет  $f-d-f$ -обмена приводит к существенному понижению энергии такого экситона. Из нескольких независимых оптических эффектов получены оценки параметров модели: величины  $f-d-f$ -обмена и положения первого возбужденного уровня иона  $\text{Eu}^{3+}$ , которые совпадают друг с другом и с данными магнитных и резонансных измерений.

Таким образом, из резонансных, магнитных и оптических данных следует, что в результате мощной оптической накачки в  $\text{EuCrO}_3$  происходит магнитный фазовый переход. Экспериментальные данные подтверждают основные положения теоретической модели, предложенной для описания явления. Основные результаты опубликованы в работах: Головенчик Е. И., Санина В. А., Шаптыгина Т. А. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, 1911; Головенчик Е. И., Санина В. А. — ФТТ, 1982, т. 24, с. 375.

37.226(048)

**В. Л. Гуревич.** Диэлектрическая релаксация и термополяризационный эффект в кристаллах. В первой части доклада излагается теория высокочастотных диэлектрических потерь в кристаллах. Потери имеют место в любом диэлектрике, помещенном в переменное однородное электрическое поле; в результате энергия поля диссипирует в тепло.

Задачу о диэлектрических потерях поставил Дебай<sup>1</sup>. Он рассмотрел потери в полярной жидкости, молекулы которой имеют постоянные дипольные моменты.

В докладе идет речь о теории высокочастотных диэлектрических потерь в кристаллических диэлектриках таких, например, как NaCl или ZnO, где свободно поворачивающихся диполей нет, а единственный тип движений — колебания кристаллической решетки (фононы), взаимодействие которых с переменным полем и определяет потери. Анализируются основные физические механизмы фононного вклада в потери. Этот вклад сравнительно велик и может быть обнаружен на опыте только при достаточно высоких температурах  $T$  и частотах изменения поля  $\omega$ , когда он преобладает над нефононным вкладом, обусловленным дефектами решетки (по поводу последнего см., например, обзор<sup>2</sup>).

Фононный вклад ведет себя по-разному в кристаллах без центра и с центром симметрии. В первом случае он может быть представлен в виде суммы двух слагаемых различного типа<sup>3-5</sup>. Первое по характеру частотной (но не температурной) зависимости напоминает дебаевскую формулу: при низких частотах  $\operatorname{tg} \delta$  — тангенс угла потерь — растет пропорционально  $\omega$ , достигает максимума при  $\omega$  порядка обратного времени релаксации фононов  $\tau$ , а затем убывает как  $1/\omega$ . Второе слагаемое монотонно возрастает с частотой и температурой. Характер возрастания определяется кристаллическим классом (иногда — пространственной группой симметрии кристалла). Таким образом, в нецентросимметричных кристаллах  $\operatorname{tg} \delta$  — немонотонная функция  $\omega$  (рис. 1, 2).

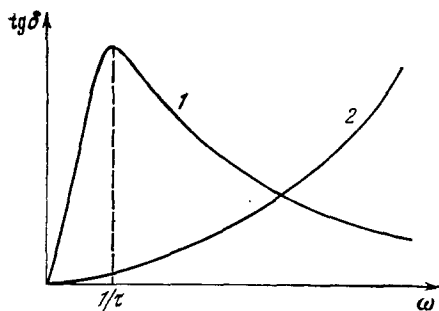


Рис. 1. Схематическое изображение вкладов в  $\operatorname{tg} \delta$  как функций частоты изменения поля  $\omega$ .

1 — квазидебаевский вклад в потери, существующий только в кристаллах без центра симметрии; он возрастает пропорционально  $\omega$  при  $\omega \tau \ll 1$ , достигает максимума при  $\omega \approx 1/\tau$  и убывает как  $1/\omega$  при  $\omega \tau \ll 1$ . 2 — недебаевский вклад, существующий в кристаллах любой симметрии; он монотонно возрастает с частотой: при  $\omega \tau \ll 1$  по линейному закону, а при  $\omega \tau \approx 1$  — как  $\omega^n$ , где показатель  $n$  зависит от симметрии кристалла. Предполагается, что частота  $\omega$  заметно меньше предельных фононных частот.

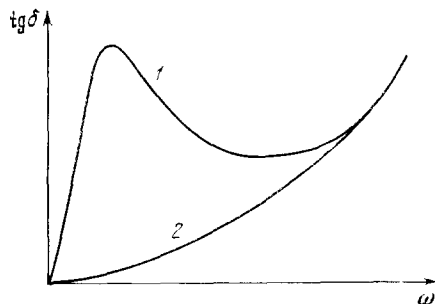


Рис. 2. Сравнение общего хода частотной зависимости  $\operatorname{tg} \delta$  в кристаллах без центра (кривая 1) и с центром симметрии (2) при температурах больше или порядка дебаевской.

Видно, что при не слишком высоких частотах потери в нецентросимметричных кристаллах гораздо больше, чем в центросимметричных.

В центросимметричных кристаллах существует только вклад второго типа в  $\operatorname{tg} \delta$ <sup>6, 7</sup>, причем характер нарастания также определяется симметрией кристалла<sup>3-5</sup>. В большинстве случаев потери в нецентросимметричных кристаллах гораздо больше, чем в центросимметричных.

Во второй части доклада обсуждается другое (но близкое по своему теоретическому описанию) кинетическое явление, существующее в диэлектриках — термополяризационный эффект. Он заключается в возникновении диэлектрической поляризации под действием градиента температуры. Теория эффекта опять-таки выглядит по-разному в нецентросимметричных<sup>8</sup> и центросимметричных<sup>9</sup> кристаллах, причем при благоприятных условиях эффект в первом случае может быть больше, чем во втором. Однако наблюдать его проще, видимо, во втором случае, поскольку нецентросимметричные кристаллы часто обладают пьезоэффектом, а в пьезоэлектриках термополяризационный эффект может маскироваться так называемым третичным пьезоэффектом<sup>10</sup>. Среди центросимметричных кристаллов наибольшей величины эффекта следует ожидать там, где велика диэлектрическая проницаемость, например в сегнетоэлектриках в парафазе. В одном из таких кристаллов —  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  — он недавно наблюдался экспериментально<sup>11</sup>. Величина наблюдаемого эффекта находится в разумном согласии с порядковыми оценками, которые дает теория.

ЛИТЕРАТУРА

1. Debye P. J. W.— *Ber. deutsch. phys. Ges.* 1913, Bd. 15. S. 777.
2. Тонконогов М. П., Мironov В. А. *Изв. ВУЗов. Сер. Физика*, 1979, № 1, с. 122.
3. Гуревич В. Л. *ФТТ*, 1979, т. 21, с. 3453.
4. Гуревич В. Л. *Кинетика фононных систем*.— М.: Наука, 1980.
5. Таганцев А. К.— *ЖЭТФ*, 1979, т. 77, с. 1993.
6. Виноградов В. С.— *ФТТ*, 1962, т. 4, с. 712.
7. Балагуров Б. Я., Вакс В. Г., Шкловский Б. И.— *ФТТ*, 1970, т. 12, с. 89.
8. Гуревич В. Л.— *ФТТ*, 1981, т. 23, с. 2357.
9. Гуревич В. Л., Таганцев А. К.— *Письма ЖЭТФ*, 1982, т. 35, с. 106.
10. Lang S. B. *Sourcebook of Pyroelectricity*.— № 9, 1974.
11. Холкин А. Л., Трепачков В. А., Смоленский Г. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1982, т. 35, с. 108.