

УДК 539.2 : 536.4

## СЕРИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В МАНГАНАТЕ ЕВРОПИЯ $\text{EuMn}_2\text{O}_5$

В. А. Санина, Л. М. Сапожникова, Е. И. Головенциц, Н. В. Морозов

Синтезированы и исследованы кристаллы  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  с ромбической структурой  $R\bar{3}m$ . Обнаружена серия фазовых переходов в области низких температур — при  $T=22$  и  $T=35$  К. При  $T=35$  К происходят структурный и магнитный фазовые переходы одновременно. При  $T=22$  К, видимо, происходит переход, связанный с переселением уровней двухъямных потенциалов, имеющих место в кристалле. В области температур 250—380 К обнаружены диэлектрические нестабильности и гистерезисные явления, характерные для кристаллов с несообразными фазами. Обнаружено постоянство магнитного момента в широком интервале температур, в котором по диэлектрическим свойствам существует несообразная фаза.

Ранее [1, 2] были обнаружены фотоиндуцированный и термовозбужденный фазовые переходы при увеличении концентрации возбужденных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  ( ${}^7F_1$ ) в орторомбически искаженном перовските  $\text{EuSrO}_3$ . Представляет интерес поиск подобных явлений в аналогичных кристаллах, содержащих ионы  $\text{Eu}^{3+}$ . В связи с этим была синтезирована и исследована группа кристаллов манганатов европия и иттрия:  $\text{EuMnO}_3$ ,  $\text{Eu}_{1-x}\text{Bi}_x\text{MnO}_3$ ,  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ ,  $\text{YMnO}_3$ . В настоящей работе приводятся результаты исследования кристалла  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  с ромбической структурой  $R\bar{3}m$ . Исследованы температурные зависимости диэлектрической проницаемости, магнитного момента и поглощения энергии электромагнитных волн миллиметрового диапазона. В области низких температур обнаружены фазовые переходы при  $T=22$  и  $T=35$  К. В области температур 250—380 К обнаружены диэлектрические нестабильности и гистерезисные явления, характерные для кристаллов с несообразной сверхструктурой.

### 1. Синтез монокристаллов, анализ их структуры и состава

Монокристаллы манганатов европия и иттрия выращивались методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве с использованием растворителей различного типа. Было обнаружено, что тип растворителя и температурная область кристаллизации определяют состав и структуру полученных монокристаллов (см. таблицу). Как видно из этой таблицы, наряду с манганатами состава  $\text{RMnO}_3$ , которые, как известно, имеют две структурные модификации — орторомбически искаженного перовскита  $R\bar{3}m$  [3] и гексагональную  $R\bar{6}_3cm$  [4], — нами были синтезированы также кристаллы состава  $\text{EuMn}_2\text{O}_5(\text{Eu}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{Mn}^{4+}\text{O}_5^{2-})$ . Последние имеют орторомбическую структуру  $R\bar{3}m$ , аналогичную структуре  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  [5]. Кристаллы  $\text{EuMnO}_3$  со структурой ромбического перовскита удалось получить лишь в растворителе  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ , причем оказалось, что ионы  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Bi}^{3+}$  в этой структуре очень хорошо замещают друг друга, в гораздо большей степени, чем это указано в [6] для других редкоземельных и  $3d$  ионов. Процент замещения ионов  $\text{Eu}^{3+}$  ионами  $\text{Bi}^{3+}$  с ростом температуры кристаллизации растет. Флюоресцентный рентгеновский анализ кристаллов

Состав расплава	Область кристаллизации $T$ , °C	Выдержка при $T_{\max}$ , ч	Скорость охлаждения, град/ч	Состав полученных монокристаллов, их структура и размер
30 % $\text{EuMnO}_3 + 70$ % $\text{Bi}_2\text{O}_3$	1350—950	5	4.5	$\text{Eu}_x\text{Bi}_{1-x}\text{MnO}_3$ ( $x=0.65 \div 0.9$ ). Структура ромбического перовскита. Черные иголки. Размер $6 \times 1.5 \times 0.5$ мм
30 % $\text{EuMnO}_3 + 70$ % ( $\text{PbO} + \text{PbF}_2 + 0.2 \text{B}_2\text{O}_3$ )	1300—900	10	4	$\text{EuMn}_2\text{O}_5$ . Структура ромбическая $\text{Pbam}$ . Черные призмы размером $6 \times 3 \times 2$ мм
25 % $\text{EuMnO}_3 + 75$ % $\text{PbF}_2$	1200—1000	0	2	$\text{EuMn}_2\text{O}_5$ . Структура ромбическая. Мелкие зародыши
40 % $\text{YMnO}_3 + 60$ % ( $\text{PbO} + \text{PbF}_2 + 0.2 \text{B}_2\text{O}_3$ )	1350—900	5	4.5	$\text{YMnO}_3$ . Гексагональная структура. Черные пластинки площадью до $10 \text{ мм}^2$ и толщиной до 1 мм
40 % $\text{YMnO}_3 + 60$ % $\text{Bi}_2\text{O}_3$	1350—950	5	4.5	$\text{YMnO}_3$ . Гексагональная структура. Пластинки площадью $\sim 2 \text{ мм}^2$
35 % $\text{YMn}_2\text{O}_5 + 65$ % ( $\text{PbO} + 1.5 \text{PbF}_2 + 0.1 \text{PbO}_2 + 0.01 \text{B}_2\text{O}_3$ )	1200—950	15	2.5	$\text{YMn}_2\text{O}_5$ . Ромбическая структура. Призмы размером $3 \times 2 \times 2$ мм

$\text{Eu}_{1-x}\text{Bi}_x\text{MnO}_3$  показал, что  $x=0.38$  при температуре кристаллизации  $1350^\circ\text{C}$  и  $x=0.06$  при температуре кристаллизации  $1250^\circ\text{C}$ . При использовании свинцовых растворителей в температурных режимах, указанных

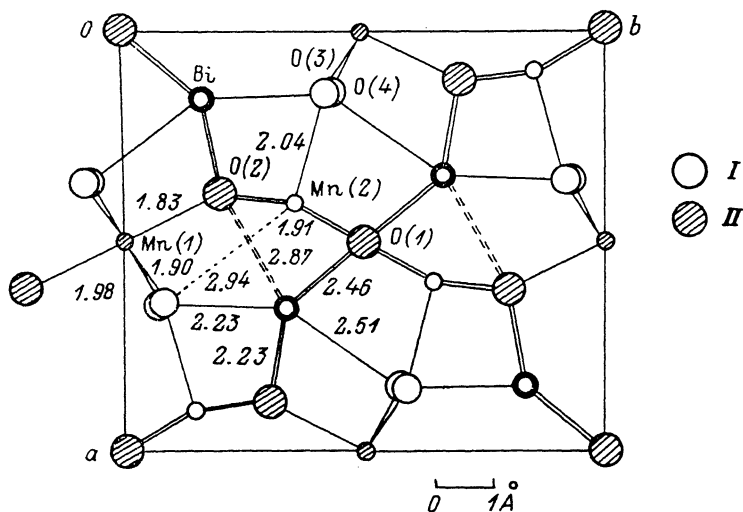


Рис. 1. Схематическое изображение структуры  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  в проекции вдоль оси  $c$ .

$I$  — ионы, расположенные в плоскостях  $z=0$  и  $z=1/2$ ;  $II$  — в плоскостях  $z=1/4$  и  $z=3/4$ . Сплошные линии, соединяющие ионы, характеризуют число связей с ближайшими соседями; штриховые — со вторыми соседями. Точками показана шестая далекая связь для ионов  $\text{Mn}(2)$  (сильное искажение октаэдра вокруг иона  $\text{Mn}(2)$ ). Цифры указывают расстояние между ионами в Å.

в таблице, не удалось получить монокристаллы орторомбического перовскита  $\text{EuMnO}_3$ , синтезировались лишь кристаллы состава  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ . Состав этих кристаллов был подтвержден данными флюоресцентного рентгеновского анализа, в котором в качестве эталонов использовались кристаллы  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  и  $\text{EuMnO}_3$ . Рентгеноструктурный фазовый анализ полученных нами монокристаллов  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ , проведенный при комнатной тем-

пературе, показал ромбическую структуру Рвм, аналогичную структуре  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$ . Элементарная ячейка  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  содержит две формульные единицы. Параметры ячейки:  $a=7.38 \text{ \AA}$ ,  $b=8.57 \text{ \AA}$ ,  $c=5.69 \text{ \AA}$ . Имеются две зеркальные плоскости, перпендикулярные оси  $c$  и расположенные при  $z=0$  и  $z=1/2c$ . Ионы в ячейке находятся в плоскостях ( $xy$ ) при  $z=0, 1/4$  и  $1/2c$ .

Структура  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  в проекции вдоль оси  $c$  показана на рис. 1. Ионы Mn (1) расположены в практически неискаженных кислородных октаэдрах. Ионы Mn (2) находятся в пирамидах из пяти ионов кислорода с квадратным основанием. При этом они слегка вдвинуты внутрь пирамиды из центра квадратного основания (для  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  этот сдвиг  $0.03 \text{ \AA}$ ). Естественно предположить, что ян-теллеровские ионы  $\text{Mn}^{3+}$  занимают локально искаженные позиции Mn (2), а ионы  $\text{Mn}^{4+}$  находятся в позициях Mn (1). Согласно данным проведенных нами измерений оптических спектров, ионы европия в этом соединении трехвалентны. Ионы  $\text{Eu}^{3+}$  занимают низкосимметричные позиции, имея в ближайшем окружении восемь ионов кислорода и образуя с ними три короткие (взаимно ортогональные) и пять более длинных связей  $\text{Eu}-\text{O}$  (аналогично позициям ионов  $\text{Bi}^{3+}$  в  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  [5]). Таким образом, в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  ионы  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{3+}$  находятся в нецентральных локальных позициях, в то время как кристаллическая ячейка в целом при комнатной температуре является центросимметричной.

## 2. Экспериментальные результаты и их анализ

Диэлектрические свойства  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  изучались в диапазоне частот 130 Гц—20 кГц, в области температур 2—500 К. Проведены также измерения температурных зависимостей магнитного момента во внешнем магнитном поле и относительного коэффициента прохождения мощности электромагнитного излучения в диапазоне 7—16  $\text{см}^{-1}$ . Образцы представляли собой полированные пластинки размером  $\sim 3 \times 2 \times 0.15 \text{ мм}$ . Электроды для диэлектрических измерений наносились методом вакуумного напыления (Au, Ag) или вжигались (серебряная паста).

На рис. 2 представлена зависимость диэлектрической проницаемости  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  от температуры, снятая на частоте 560 Гц, при ориентации внешнего электрического поля  $E_{\parallel}$  вдоль оси [110]. Видно, что в области низких температур, при 22 и 35 К, наблюдаются резкие максимумы диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$ , свидетельствующие о наличии в кристалле при этих температурах фазовых переходов. Характеры аномалий  $\epsilon'$  при температурах 22 и 35 К отличаются. Аномалия при 35 К более мощная, причем значения температур максимумов  $\epsilon'$  при нагревании ( $T^m=34.9 \text{ К}$ ) и охлаждении ( $T^o=34.5 \text{ К}$ ) не совпадают. Не совпадают также и величины  $\epsilon'$  в максимумах для кривых нагревания и охлаждения. Величина  $\epsilon'_{\text{max}}$  при охлаждении значительно больше. Наличие такого гистерезиса характерно для фазового перехода I рода. Частотная зависимость температурных положений  $\epsilon'_{\text{max}}$  невелика. В диапазоне частот 130 Гц—20 кГц она не превышает величину температурного гистерезиса на фиксированной частоте. Зависимости  $(\epsilon')^{-1}(T)$  для высокотемпературных склонов кривых нагревания и охлаждения линейны и практически совпадают. Условие  $(\epsilon')^{-1}=0$  дает значение температуры перехода из закона Кюри—Вейсса  $T=31.4 \text{ К}$ .

На рис. 3 представлены зависимости  $\epsilon'(T)$  для двух других ориентаций внешнего электрического поля  $\parallel [100]$  и  $\parallel [010]$ . Видно, что имеется анизотропия в величинах  $\epsilon'_{\text{max}}$  при 22 и 35 К. Наибольшая по величине аномалия при 35 К наблюдается вдоль оси [100], а при 22 К вдоль оси [110] (сравни рис. 2).

Обратимся к соображениям по поводу природы наблюдаемых фазовых переходов. Экспериментальных данных о том, как изменяется симметрия кристалла при 22 и 35 К нет.

Нейтроннографические исследования кристалла  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  [7] показали, что в нем имеется антиферромагнитное упорядочение с температурой

Нееля 40 К. Это сложная антиферромагнитная структура со спилями, расположенными в плоскостях  $(xy) - A_x, G_x + G_y, A_y$ . Магнитная ячейка удвоена по осям  $x$  и  $y - k [1/2, 0, 1/2]$ . Кристаллы  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  и  $\text{ViMn}_2\text{O}_5$  подобны и в магнитном отношении, их магнитные свойства обусловлены подсистемой ионов марганца. Ионы  $\text{Eu}^{3+}$  в основном состоянии  ${}^7F_0$  являются немагнитными, так же как и ионы  $\text{Vi}^{3+}$ . По-видимому, можно допустить, что в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  также имеется антиферромагнитное упорядочение с близкой температурой Нееля. Однако в случае  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  мы наблюдаем при 35 К

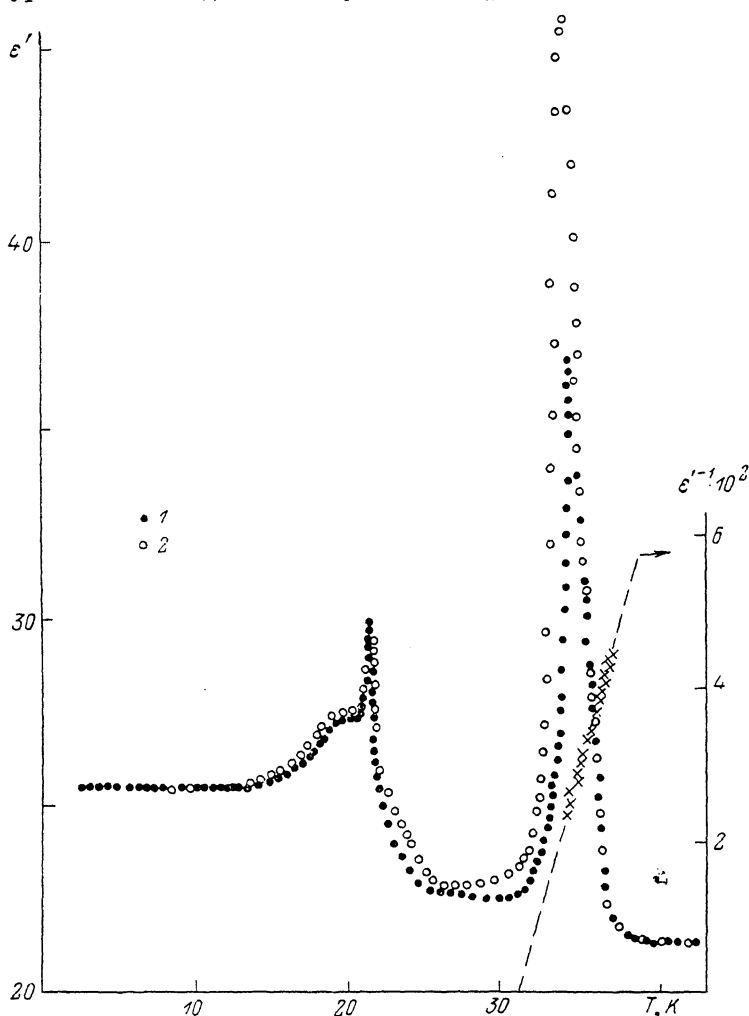


Рис. 2. Зависимость диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и  $(\epsilon')^{-1}$  от температуры. Частота  $\nu=560$  Гц,  $E_{\parallel} \parallel [110]$ . Скорость изменения температуры 0.2 град/мин. 1 — нагрев, 2 — охлаждение.

резкую аномалию диэлектрической проницаемости, которая скорее говорит о наличии при этой температуре какого-то структурного фазового перехода, который, возможно, и совпадает с магнитным фазовым переходом. Заметим, что диэлектрические свойства  $\text{ViMn}_2\text{O}_5$  при низких температурах не исследовались. При более высоких температурах ( $100 \text{ К} < T < 500 \text{ К}$ ) они изучены в работе [8]. Чтобы убедиться в наличии магнитного упорядочения в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ , мы провели измерения температурной зависимости магнитного момента во внешнем магнитном поле в диапазоне температур 10—350 К. На рис. 4 приведена эта зависимость. Видно, что в области низких температур во внешнем магнитном поле имеется магнитный момент, величина которого падает с ростом температуры не по парамагнитному закону Кюри ( $\sim 1/T$ ), а по закону, близкому к функции Брилл

люэна. Падение величины момента продолжается до  $T \sim 40$  К, а при  $T \sim 20$  К на зависимости момента от температуры виден лишь слабый излом.

Таким образом, в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  при 35 К, по-видимому, происходит структурный фазовый переход, при котором одновременно исчезает и дальний магнитный порядок. Нерезкость магнитного перехода и неточное совпадение температур аномалии  $\epsilon'$  и исчезновения момента могут быть обусловлены размытием магнитного фазового перехода приложенным внеш-

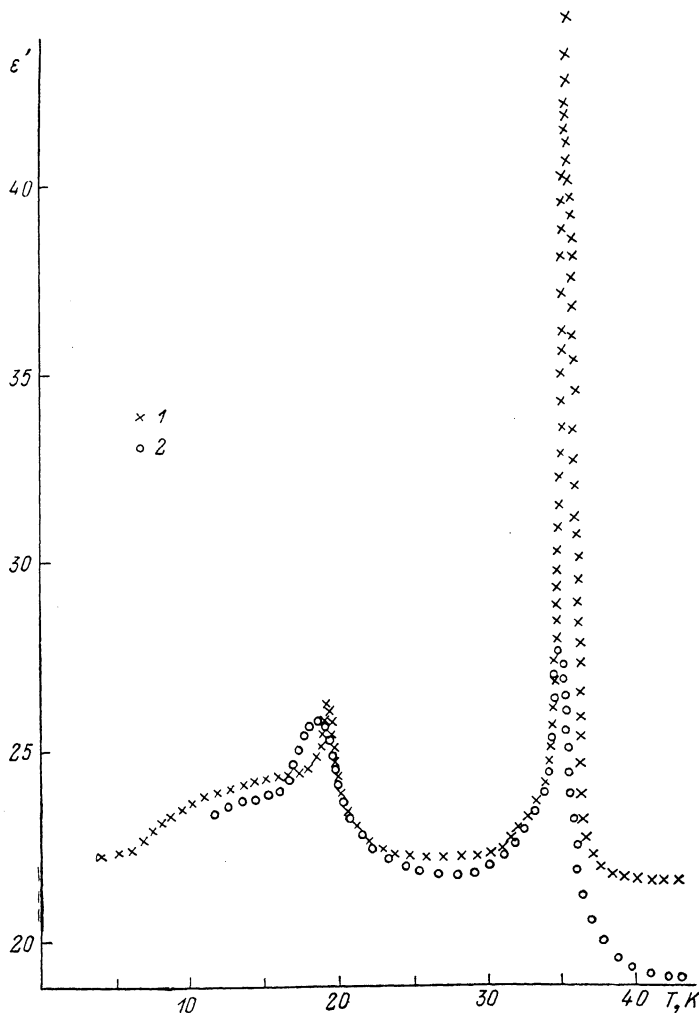


Рис. 3. Анизотропия зависимости  $\epsilon'$  ( $T$ ) для  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ .

1 —  $E_{\sim} \parallel [100]$ ,  $\nu = 1$  кГц; 2 —  $E_{\sim} \parallel [010]$ ,  $\nu = 270$  Гц. Обе зависимости сняты при нагреве образца.

ним магнитным полем. Заметим, что для более детального исследования природы и характера фазового перехода при 35 К требуются добавочные исследования.

Обсудим теперь особенности и возможную природу фазового перехода при 22 К. Из рис. 2 видно, что имеются следующие особенности для этого перехода: 1) широкая аномалия  $\epsilon'$  в области температур  $13 \text{ К} < T < 23 \text{ К}$ , напоминающая по виду аномалию типа Шоттки, обычно наблюдаемую для теплоемкости объектов с двухуровневыми системами при  $kl \sim \Delta$  ( $\Delta$  — энергетический зазор между уровнями двухуровневых систем); 2) указанная выше аномалия наблюдается на фоне «ступеньки» в величине  $\epsilon'$  — значение  $\epsilon'$  в области температур  $2 \text{ К} < T < 13 \text{ К}$  больше, чем в температурном интервале между переходами ( $23 \text{ К} < T < 33 \text{ К}$ ) и

чем то значение, которое наблюдается за переходом при  $T=35$  К; 3) на высокотемпературном крае широкой аномалии  $\epsilon'$  наблюдается резкий пик  $\epsilon'$ .

Аналогия наблюдаемой широкой аномалии  $\epsilon'$  аномалии типа Шоттки позволяет предположить наличие в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  двухуровневых систем с  $\Delta \sim \sim 10 \div 15$  см $^{-1}$ . Учитывая тот факт, что аномально ведет себя поляризуемость кристалла, можно предположить наличие двухъямного потенциала, отражающего факт существования в решетке двух близких по энергии конфигураций каких-то ионов. Исходя из предположения о наличии в решетке двухъямных потенциалов, можно попытаться описать все перечисленные выше особенности низкотемпературного поведения  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ .

При  $T < 13$  К заселена преимущественно одна из ям двухъямного потенциала. Вероятность перезаселения ям мала ( $\tau \gg 1/\omega$ ;  $\tau$  — время

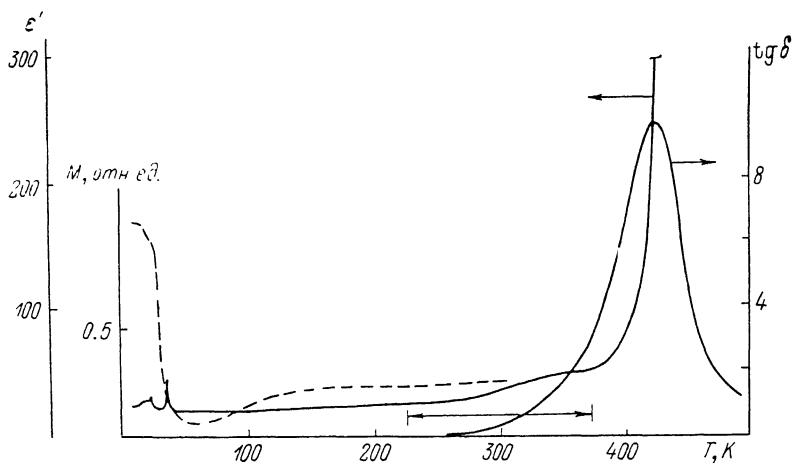


Рис. 4. Температурные зависимости для  $\epsilon'$  ( $E_{\sim} \parallel [100]$  и  $E_{\sim} \parallel [010]$  — совпадающие друг с другом кривые) и  $\text{tg } \delta$  ( $E \parallel [100]$ ).

Стрелками отмечена область диэлектрических нестабильностей.  $\nu=1$  кГц. Штриховая линия — температурная зависимость магнитного момента для  $H_0=3$  кЭ и  $H_0 \parallel a$ .

релаксации, зависящее от температуры и характеризующее вероятность перезаселения ям;  $\omega$  — частота приложенного электрического поля  $E_{\sim}$ ) и имеет место определенная поляризуемость в поле  $E_{\sim}$ , не зависящая от температуры и характеризующая процессы поляризации внутри заселенной ямы. С ростом температуры, при  $kT \sim \Delta$ , растет вероятность перезаселения ям и наблюдается широкая аномалия  $\epsilon'$  ( $T$ ). Резкий пик  $\epsilon'$  при  $T_c \approx 21.5$  К на высокотемпературном крае широкой аномалии  $\epsilon'$  может быть обусловлен фазовым переходом, подобным переходу порядок—беспорядок, при котором заселенности ям двухъямных потенциалов выравниваются. При  $T > T_c$  поляризуемость кристалла уменьшается, так как теперь  $\tau \ll 1/\omega$  и термофлуктуации выключают ту часть поляризуемости кристалла, которая была обусловлена разностью заселенностей ям двухъямного потенциала.

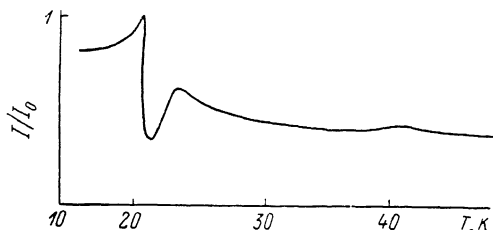
Представляло, на наш взгляд, интерес исследовать отклик кристалла на таких высоких частотах, когда в окрестности температуры  $T_c$  выполняется условие  $\tau \sim 1/\omega$ . Были проведены измерения температурных зависимостей поглощения электромагнитных волн в диапазоне 7—16 см $^{-1}$ . Измерения проводились на спектрометре субмиллиметрового диапазона, описанном в [1]. На рис. 5 приведена зависимость относительного коэффициента прохождения от температуры для одной из частот. Видно, что вблизи  $T \sim 20$  К имеется значительное изменение коэффициента прохождения мощности излучения. Вблизи же фазового перехода при  $T=35$  К такое изменение практически отсутствует. Таким образом, наблюдаемый отклик кристалла на высоких частотах, таких, что выполняется условие

$h\omega \sim kT_c \sim \Delta$ , согласуется с картиной перехода, построенной на основании низкочастотных диэлектрических исследований.

Обратимся теперь к высокотемпературным диэлектрическим свойствам  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ . На рис. 4 приведены температурные зависимости  $\epsilon'$  для двух ориентаций электрического поля в области высоких температур. Здесь же

Рис. 5. Температурная зависимость относительного коэффициента прохождения мощности электромагнитного излучения через образец на частоте  $8 \text{ см}^{-1}$ .

$I$  — прохождение мощности через образец при текущей температуре,  $I_0$  — максимальное прохождение через образец.



показано характерное температурное изменение диэлектрических потерь ( $\text{tg } \delta$ ) для одной из ориентаций внешнего электрического поля. Величина  $\epsilon'$ , начиная с  $T \sim 50$  до  $T \sim 120$  К, практически не изменяется, при этом  $\text{tg } \delta \sim 10^{-3}$ . Затем начинается сначала незначительный, а потом резкий рост  $\epsilon'$  при  $T \sim 420$  К.

При этом  $\text{tg } \delta$  проходит через максимум при резком нарастании  $\epsilon'$ . В температурном диапазоне 240—380 К, отмеченном на рис. 4 стрелками, наблюдаются неустойчивости  $\epsilon'$ . Чем медленнее повышается температура ( $\sim 0.1$  град/мин), тем более явно наблюдаются неустойчивости. Они проявляются в том, что возникают медленные биения значений  $\epsilon'$  вокруг неких устойчивых средних значений, которые и показаны на графике. Эти биения при быстром ( $> 0.5$  град/мин) увеличении температуры практически не про-

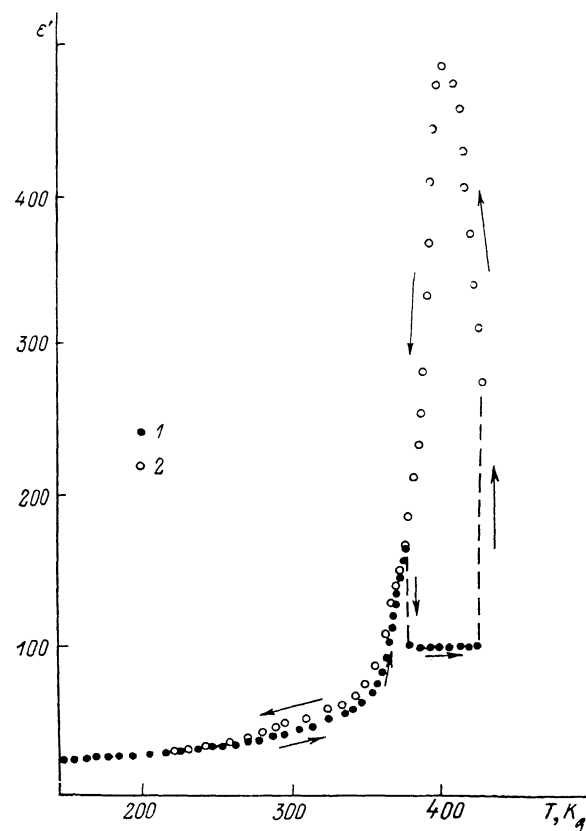


Рис. 6. Температурная зависимость  $\epsilon'$  на частоте 370 Гц в области температур скачков и аномального гистерезиса при ориентации  $E_{\perp} \parallel [110]$ .

1 — нагрев, 2 — охлаждение. Штрихами обозначены скачки  $\epsilon'$ .

являются. Отметим, что область существования биений совпадает с областью температурного гистерезиса  $\epsilon'$ , наблюдаемого при нагревании и охлаждении кристалла.

Наиболее явно биения, а также скачки диэлектрической восприимчивости с аномальными гистерезисными явлениями наблюдаются при ориентации внешнего электрического поля  $E_{\perp} \parallel [110]$  (рис. 6). Большие по величине скачки  $\epsilon'$  возникают самопроизвольно при медленном изменении температуры ( $0.1-0.2$  град/мин) как при нагреве, так и при охлаждении образца. На рис. 6 представлена ситуация, когда наблюдались скачки при обоих направлениях изменения температуры. Видно, что наблюдается

гистерезис с памятью — с возвратом при обратном ходе температуры в ту же точку, при которой имел место скачок при прямом ходе температуры. Наблюдаются также горизонтальные участки постоянного значения  $\epsilon'(T)$  в интервале между кривыми нагревания и охлаждения. Скачки могут быть вызваны также и более резким изменением температуры (термоударом), но всегда лишь в области температур гистерезиса  $\epsilon'(T > 240 \text{ K})$ .

В настоящее время принято считать, что наблюдаемая нами картина аномального гистерезиса с памятью [9] и диэлектрических нестабильностей и биений [10] характерна для кристаллов с несоизмерными фазами. Отсутствие аналогичного поведения в исследованном ранее  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  [8] и температурный диапазон появления области несоизмерной фазы в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$ , когда начинает нарастать концентрация термовозбужденных в состоянии  ${}^7F_1$  ионов  $\text{Eu}^{3+}$  (состояние  ${}^7F_1$  отстоит от основного состояния  ${}^7F_0$  на  $\sim 300 \text{ см}^{-1}$ ), наводят на мысль о том, что несоизмерная фаза в  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  индуцируется ростом концентрации собственных дипольных примесей, какими являются возбужденные ионы  $\text{Eu}^{3+} ({}^7F_1)$ . Сильное влияние термовозбужденных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  и фазовый переход при росте их концентрации наблюдались нами ранее в  $\text{EuCrO}_3$  [2].

Обратимся теперь к магнитным свойствам  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  в области высоких температур. Из рис. 4 видно, что начиная с  $T \sim 80 \text{ K}$  магнитный момент нарастает по мере увеличения температуры, что можно связать с ростом концентрации парамагнитных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в состоянии  ${}^7F_1$ . Однако в области температур 130—350 K, своей высокотемпературной частью совпадающей с областью существования диэлектрических нестабильностей, величина магнитного момента перестает меняться с температурой. Такое постоянство момента трудно объяснить компенсацией в широком диапазоне температур закона Кюри—Вейсса  $T/(T-T_0)$  и роста концентрации парамагнитных ионов  $\text{Eu}^{3+} ({}^7F_1)$ . Скорее это можно связать с возникновением неоднородной (доменной) структуры в области существования несоизмерной фазы, такой, что внутреннее поле, формирующее величину намагниченности, является постоянным при изменении температуры. По-видимому, мы имеем дело с проявлением МЭ-эффекта в области существования несоизмерной фазы в решетке кристалла. Распределение намагниченности в кристаллах с несоизмерными фазами может служить методом исследования несоизмерных фаз. Отметим, что, согласно [8], в  $\text{BiMn}_2\text{O}_5$  в области температур 200—500 K хорошо выполняется закон Кюри—Вейсса для магнитной восприимчивости.

Итак, в изученном кристалле  $\text{EuMn}_2\text{O}_5$  наблюдается серия фазовых переходов при 22, 35 K и несоизмерная фаза в области более высоких температур, когда имеется недостаточная концентрация термовозбужденных ионов  $\text{Eu}^{3+} ({}^7F_1)$ . Переход при 22 K, видимо, связан с наличием в решетке кристалла двухъямных потенциалов с характерной разностью энергий  $10 \text{ см}^{-1}$ . При 35 K, по-видимому, имеет место структурный фазовый переход, совпадающий с температурой разрушения дальнего магнитного порядка.

Авторы благодарны Н. В. Зайцевой и Н. Н. Сырниковой за проведение рентгеноструктурного фазового анализа и рентгеновскую ориентировку образцов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Головенциу Е. И., Санина В. А., Шаплагина Т. А. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 5, с. 1911—1925.
- [2] Головенциу Е. И., Санина В. А., Левин А. А. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 12, с. 3553—3562.
- [3] Quezel S., Tcheou F., Rossat-Mignod J. et al. Proc. ICM'76, part II. North—Holl., 1976, p. 976—978.
- [4] Божов В. А., Смоленский Г. А., Кужаев С. А., Мильникова И. Е. ФТТ, 1963, т. 5, № 12, с. 3607—3608.
- [5] Niizeki N., Wachi M. Z. Kristal., 1968, Bd 127, S. 173—187.
- [6] Wanklyn B. M. J. Mat. Sci., 1972, vol. 7, N 7, p. 813—821.



- [7] *Bertaut E. F., Buisson G., Quezel-Ambrunaz S., Quezel G.* Sol. St. Comm., 1967, vol. 5, N 1, p. 25—30.
- [8] *Житомирский И. Д., Скороходов Н. Е., Буш А. А.* и др. ФТТ, 1983, т. 25, № 3, с. 953—955.
- [9] *Hamano K., Ikeda Y., Fujimoto T.* et al. J. Phys. Soc. Jap., 1980, vol. 49, p. 2278—2286.
- [10] *Алексеева Э. М., Вихник В. С., Рябченко С. М., Цивилева И. М.* ФТТ, 1985, т. 27, № 3, с. 870—876.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
3 мая 1988 г.

---