

## ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЕРОВСКИТАХ $ACu_3Mn_4O_{12}$

И. О. Троянчук, Ю. Ф. Попов, Ф. П. Коршиков, Л. А. Башкиров

Перовскиты с химической формулой  $ACu_3(Mn_3^{2+}Mn^{3+})O_{12}$  (А — редкоземельный ион (РЗИ)  $Y^{3+}$ ) являются ферримагнетиками с температурой Нееля до 410 К [1, 2]. РЗИ находятся в центре почти правильного икосаэдра (локальная симметрия  $T_h$ ), образованного 12 ионами кислорода [1]. Других позиций РЗИ занимать не может [1]. В работах [1, 2] в результате исследования намагниченности в постоянных магнитных полях установлено, что магнитные моменты РЗИ поляризованы вследствие обменных взаимодействий между ионами меди и марганца. В настоящей работе сообщаются результаты измерения намагниченностей в импульсных магнитных полях до 27 Тл.

Поликристаллические образцы получены методом твердофазных реакций при высоких давлениях и температурах. Рентгенофазовый анализ, выполненный на дифрактометре ДРОН-3 в  $FeK_\alpha$  излучении, показал, что образцы являются однофазными. Параметры кубических ячеек полученных соединений представлены в таблице. Намагниченность измерялась индукционным методом с погрешностью 5—7%. Установка тщательно прокалибрована. Подробности эксперимента — в [3].

Параметр элементарной ячейки перовскитов  $a$ ,  
магнитные моменты РЗИ при 4.2 К в перовскитах  
и феррогранатах  $\mu_R$  и обменные поля на РЗИ при 4.2 К  
в перовскитах и феррогранатах (для перовскитов  $\mu_R$  и  $H_{обм}$   
являются оценочными данными)

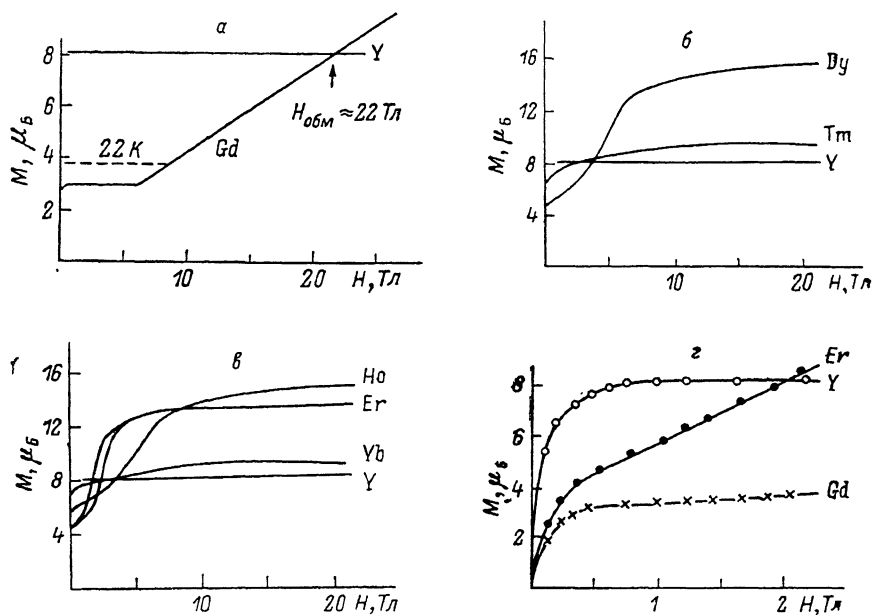
R <sup>3+</sup>	a, Å	$\mu_R, \mu_B$		$H_{обм}, Tл$	
		в перовскитах	в гранатах [4]	в перовскитах	в гранатах [4]
Gd	7.266	—	7	22	23.3
Tb	7.259	7.4	7.7	5.4	24.4
Dy	7.258	7.4	7.3	7.0	23.3
Ho	7.253	6.7	6.7	7.5	21.5
Er	7.251	5.2	5.1	6.0	20.0
Tm	7.247	1.4	2.1	9.3	24.0
Yb	7.246	1	1.7	11.4	37.8

В иттриевом перовските магнитный момент на формульную единицу оказался равным 8.2  $\mu_B$ . Это хорошо согласуется со значением 8.3  $\mu_B$ , которое ожидается для антипараллельной ориентации магнитных моментов  $Cu^{2+}$  и  $\langle Mn_{0.75}^{2+} Mn_{0.25}^{3+} \rangle$ , так как согласно данным по нейтроннографии [1],  $\mu(Cu^{2+}) = 1\mu_B$ ,  $\mu(Mn^{3+}) = 3.5\mu_B$ ,  $\mu(Me^{4+}) = 2.6\mu_B$ . В соединениях с тяжелыми РЗИ процесс намагничивания при 4.2 К происходит путем переориентации магнитных моментов РЗИ (см. рисунок, а—е). Переориентация магнитных моментов РЗИ может происходить [4] путем парапроцесса антиферромагнитного типа, образования неколлинеарной магнитной структуры (фазовый переход II рода), а также скачком в случае сильной анизотропии (фазовый переход I рода). Зависимость  $\sigma(H)$  для перовскитов с РЗИ  $Er^{3+}$ ,  $Ho^{3+}$ ,  $Dy^{3+}$  в импульсных полях существенно нелинейная, причем наблюдался гистерезис (е). Это характерно для фазовых переходов I рода, когда переориентация происходит скачком. Однако в постоянных

магнитных полях до 2.2 Тл зависимость  $\sigma(H)$  линейная (з). В работе [1], где проведено измерение  $\sigma(H)$  в постоянных полях до 15 Тл для гольмиевого перовскита, установлено, что зависимость намагниченности в интервале полей от 1 до 5 Тл линейная, а затем выходит на насыщение. Такое различие процессов намагничивания в постоянных и импульсных магнитных полях в области низких температур возможно, обусловлено магнитокалорическим эффектом. Изменение температуры образца при адиабатическом (импульсном) намагничивании можно записать [4]

$$dT = -\frac{T}{C_H} \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_H dH,$$

где  $C_H$  — удельная теплоемкость,  $M$  — полная намагниченность. При гелиевых температурах производная  $(\partial M/\partial T)_H$  довольно велика [2] и можно предположить, что нелинейность  $\sigma(H)$  при импульсном намагничивании



Зависимости  $\sigma(H)$  при 4.2 К в импульсных магнитных (а—в) и постоянных (г) полях перовскитов  $ACu_3Mn_4O_{12}$ .

обусловлена изменением температуры образца. По величине поля  $H_{эф}$ , при котором намагниченность редкоземельных перовскитов становится равной намагниченности иттриевого перовскита, можно оценить обменные поля, действующие со стороны  $d$ -ионов на  $f$ -ионы, как это сделано в работе [3] для ферритов гранатов. В таблице представлены результаты расчета обменных полей. Значения магнитных моментов РЗИ  $\mu_R$  получены из намагниченности насыщения. Для сравнения приводятся аналогичные данные для феррогранатов, взятые из работы [4]. Значения  $H_{обм}$  и  $\mu$  (РЗИ) для перовскитов являются оценочными, так как неизвестно точное соотношение катионов  $Mn^{3+}$  и  $Mn^{4+}$  в полученных образцах, и, кроме того, зависимости  $\sigma(H)$  для соединений с Er, Ho, Dy нелинейные. Однако некоторые особенности можно отметить.

1. Обменное поле на ионе  $Gd^{3+}$  намного больше, чем на других РЗИ. В феррогранатах подобного резкого различия не наблюдается.
2. Орбитальный момент ионов  $Tm^{3+}$  и  $Yb^{3+}$  при низких температурах в перовскитах заморожен. Это следует из величин магнитных моментов этих ионов, которые близки к чисто спиновым значениям 2 и 1  $\mu_B$  соответственно.

Появление неколлинеарной магнитной структуры возможно ниже критической температуры  $T_{кр}$ , которая равна [4]

$$T_{кр} = (S + 1) \mu_B M_R H_{обм} / 3 S k M_{CuMn}.$$

Здесь  $M_R$  — намагниченность редкоземельной подрешетки при 0 К,  $\mu_B = 2 \mu_B S$ ,  $S$  — спиновое число РЗИ,  $M_{CuMn}$  — результирующая намагниченность медной и марганцевой подрешеток. В случае гадолиниевого перовскита  $T_{кр} \sim 70$  К, для перовскитов с РЗИ Er, Ho, Dy, Tb эта температура в несколько раз меньше. Выше  $T_{кр}$  переориентация должна происходить путем парапроцесса антиферромагнитного типа. Зависимость  $\sigma(H)$  при 4.2 К для гадолиниевого перовскита можно объяснить образованием неколлинеарной магнитной структуры в полях, превышающих 6 Тл. При 22 К переход в угловую фазу происходит при 8 Тл. Необходимо отметить, что образец при намагничивании в полях, меньших критического  $H_{кр}$ , при котором происходит образование неколлинеарной структуры, может охлаждаться в результате магнитокалорического эффекта. В угловой фазе в полях, больших  $H_{кр}$ , магнитокалорический эффект отсутствует [3], поэтому зависимость  $\sigma(H)$  линейная.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Samaras D., Voicu B., Joubert J. C. // J. Sol. St. Chem. 1984. V. 53. P. 323—328.
- [2] Коршиков Ф. П., Троянчук И. О., Башкиров Л. А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 210—213.
- [3] Левитин Р. З., Пономарев Б. К., Попов Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1970. № 6. С. 1952—1960.
- [4] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1970. 318 с.

Институт физики твердого тела  
и полупроводников АН БССР  
Минск

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1988 г.  
В окончательной редакции  
15 сентября 1988 г.

УДК 547.226

Физика твердого тела. том 31, в. 2, 1989  
Solid State Physics. vol. 31. № 2, 1989

## НЕМОНОТОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $BaTiO_3$ и $PbTiO_3$ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ

С. В. Барышников, И. В. Косолапов, В. В. Маслов,  
Э. В. Бурсиан, Я. Г. Гиришберг

Исследовалась зависимость оптических свойств монокристаллов  $BaTiO_3$  и  $PbTiO_3$  от интенсивности падающего излучения. В качестве образцов использовались пластинки толщиной 100—300 мкм кристаллов, выращенных методом Ремейки без специально введенных примесей и с добавками. Измерялись значения падающей, прошедшей и отраженной интенсивностей и по результатам вычислялись коэффициенты пропускания, отражения и поглощения.

Источником света служил лазер на АИГ+Nd с модулированной добротностью, длительность импульса  $\sim 15$  нс. Для измерений использовалась вторая гармоника  $\lambda = 0.53$  мкм. Образец ставился под малым углом ( $\sim 10^\circ$ ) к лучу для введения в сторону отраженного излучения. Малость этого угла, существенно меньшего угла Брюстера, позволяла в пределах погрешности всего опыта пренебречь поляризационными эффектами. Для измерения энергии падающего, отраженного и прошедшего через