

## МАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ЯНА—ТЕЛЛЕРА И СКАЧКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Ф. Дружинина, А. С. Лагутин

Скачки намагниченности  $M$  в  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  ( $x \leq 0.65$ ) в полях до 10 Тл были обнаружены в [1, 2] и в полях до 40 Тл в [3]. В частности, при  $V \parallel C_3$ ,  $x=0.26$  имеются два скачка:  $\approx 0.3$  мБ (на молекулу),  $V \approx 6$  Тл и  $1.6$  мБ,  $V \approx 22 \div 28$  Тл. Аналогичные скачки в  $Ho_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  объяснены в [4] в квазизингтовской модели в предположении, что у  $Ho^{3+}$  в основном состоянии находится квазидублет с моментами  $\pm 10$  мБ. Это было подтверждено микроскопическими расчетами в [5], где также объяснен гистерезис в области скачков. В  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ , ситуация более сложная,

Таблица 1

Расчетные  $K_1^T, 2$  и экспериментальные  $K_1^T, 2$  [7]  
(в ед.  $10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) значения констант анизотропии  
 $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  при 80 К

$x$	$B_{20}$	$B_{22}$	$K_1^T$	$K_1^2$	$K_2^T$	$K_2^2$
3	-128	132	-5.2	-5	-70	-50
2.54	-116	146	-1.3	-1.2	-62	-46
2.12	-104	150	0.68	0.65	-55	-38
1.65	-96	164	2.5	2	-44	-25
0.5	-4	202	3	3	-16	-10.5

так как легкая ось есть  $C_4$  ( $x < 2.2$ ) и состояния характеризуются сильным перемешиванием функций  $\Psi$  ( $JM$ ). Свойства  $Tb_3Fe_5O_{12}$  в приближении анизотропного молекулярного поля (ПАМП) были объяснены в [6] при наборе параметров кристаллического поля  $B_{kq}$  (в ед.  $20^{-23}$  Дж), ( $kq$ ): 20—(-128), 22—(132), 40—(4), 42—(900), 44—(80), 60—(4), 62—(2), 64—(-2), 66—(-186) в локальных системах координат, повернутых на  $\pm 45^\circ$  вокруг осей кристалла. Расчет  $B_{kq}$  в модели точечных зарядов в основной системе координат [6] (три оси  $C_4$ ) подтвердил порядок выбранных величин и выявил их сильную чувствительность к параметрам решетки граната, особенно для  $B_{20}$  и  $B_{22}$ . В [7] измерена зависимость кубических констант анизотропии  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$   $K_1$  и  $K_2$  от  $x$  и  $T$ . При этом в области  $x \approx 2.2$   $K_1$  меняет знак, что означает смену легкой оси от  $C_3$  к  $C_4$ . Вплоть до  $x=0.1$   $C_4$  остается легкой осью при 4.2 К.

Гамильтониан задачи на молекулу в ПАМП имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^6 \left\{ \sum_{k,q} B_{kq} \delta_k O_k^q - g\mu_B (V_{\text{моxl}} + V_l) \hat{J} \right\} - 2\mu_B V \hat{S},$$

где  $V_{\text{моxl}}$  — молекулярное поле, действующее со стороны  $Fe^{3+}$  на  $Tb^{3+}$  в  $l$ -подрешетке;  $V$ ,  $V_l$  — индукция внешнего поля в основной и локальных системах координат. Их нумерация приведена в [8, 9]. При 0 К  $V_{\text{моxl}} = 28$  Тл и с ростом  $T$  спадает как намагниченность YIG. Хорошее согласие с экспериментом [7] для  $K_1(x, T)$  и  $K_2(x, T)$  получается, если  $B_{20}$  и  $B_{22}$  растут при уменьшении  $x$ . Экспериментальные и теоретические значения при 80 К приведены в табл. 1. Для других температур  $B_{20}$  и  $B_{22}$  меняются в пределах 5 % и дают совпадение такого же порядка. Тенден-

ция зависимостей  $B_{27}$  позволяет найти  $B_{20}$  и  $B_{22}$  для объяснения  $K_1$  и  $K_2$  при 4.2 К и интерпретации данных [3] в поле до 45 Тл (табл. 2). Из табл. 2 видно, что  $B_{20}$  и  $B_{40}$  меняют знак при переходе от  $x=3$  к  $x \leq 0.5$ . Такая же

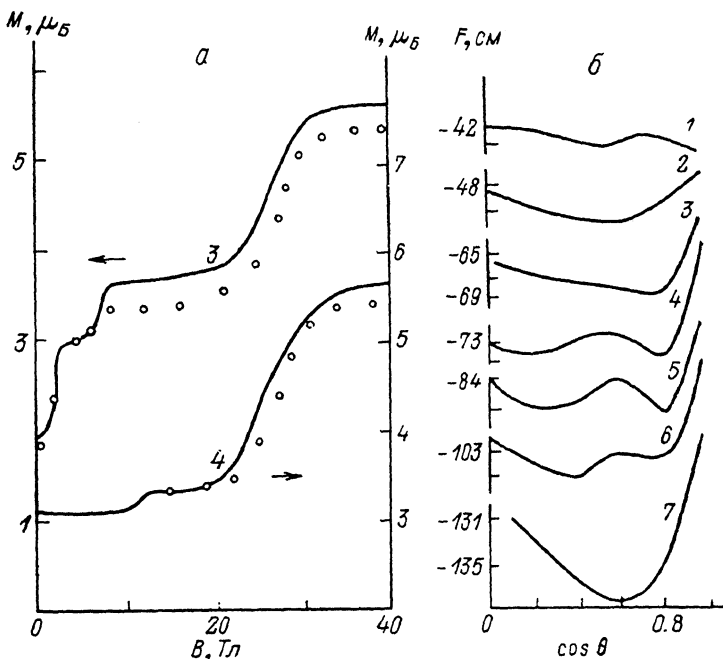
Таблица 2

Расчетные  $K_{1,2}$  и экспериментальные  $K_{1,2}$  значения (в ед.  $10^4$  Дж/м<sup>3</sup>) констант анизотропии и магнитных моментов (в  $\mu_B$  на молекулу) при  $B=0$  в  $Tb_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  при 4.2 К

$x$	$B_{20}$	$B_{22}$	$B_{40}$	$K_1^e$	$K_1^r$	$K_2^e$	$K_2^r$	$M_3$	$M_T$
0.41	84	184	-24	45	47	-300	-356	1.7	1.6
0.26	84	188	-24	35	32.3	-218	-242	3	2.94
0.1	88	190	-60	23.6	23	-141.6	-115	4.2	4.2

Примечание.  $K_2^e$  в отличие от [3] определены из минимума свободной энергии.

тенденция зафиксирована в случае  $Ho_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$  [5]. Это связано с изменением параметров решетки и не противоречит оценкам в модели точечных зарядов [6], но требует детального анализа.



Намагниченность  $Tb_{0.26}Y_{2.74}Fe_5O_{12}$  в полях  $B$ , параллельных осям  $C_3$  и  $C_4$  (числа указывают порядок оси, точки — эксперимент [3], кривые — расчет) (а). Зависимость свободной энергии  $F$  при  $x=0.26$ ,  $B \parallel C_3$  от угла отклонения  $M$  (Fe) от оси  $C_4$  (б). Энергия (в  $см^{-1}$  на молекулу): 1 — 0, 2 — 6, 3 — 18, 4 — 22, 5 — 28, 6 — 35, 7 — 45.

На рисунке приведено сопоставление расчетной и измеренной зависимости  $M(B)$  для  $x=0.26$  с  $B_{20}$ ,  $B_{22}$ ,  $B_{40}$  из табл. 2, которые хорошо согласуются. Обсудим динамику моментов в этом случае. При  $B=0$   $M(Fe) \parallel C_4$ . С ростом поля происходит переориентация  $M(Fe)$  к оси  $C_3$  ( $B \leq 3$  Тл). При поиске минимума свободной энергии вектору  $M(Fe)$  «разрешается» двигаться в плоскости  $(1\ 1\ 0)$ . При этом из шести подрешеток  $Tb^{3+}$  различаются по спектрам только четыре (4 и 6, 3 и 5 совпадают). В интервале  $B \in [3; 6]$  Тл  $M(Fe) \parallel C_3$ , нет пересечений уровней; при  $B \in [6; 7]$  Тл в 3-й (и 5-й) подрешетках два уровня сближаются и отталкиваются с минимальным расстоянием между ними  $\sim 15$   $см^{-1}$ . Их взаимодействие вызы-

вает отклонение  $M$  (Fe) от оси  $C_3$  к оси  $C_4$  на угол  $3^\circ$ , т. е. происходит понижение симметрии моментов — магнитный эффект Яна—Теллера [8]. При этом проекции  $M$  (Tb3) и  $M$  (Tb5) на ось  $C_3$  уменьшаются, что и приводит к скачку  $M$ . В области полей [12; 18] Tл происходит сближение двух нижних уровней в 1-й подрешетке  $Tb^{3+}$  до  $\approx 3 \div 5 \text{ см}^{-1}$ , что ведет к дальнейшему отклонению  $M$  (Fe) от оси  $C_3$  (на  $20^\circ$ ) и образованию в этой области устойчивой потенциальной ямы вплоть до  $B \approx 45$  Тл (см. рисунок). При  $B = (19; 22)$  Тл происходит сближение до  $10\text{—}15 \text{ см}^{-1}$  двух нижних уровней в 4-й и 6-й подрешетках, что и определяет скачок  $M$  на  $1.5 \text{ мБ}$ . Когда  $B = B_{\text{мол}} = 28$  Тл,  $V$  и  $V_{\text{мол}}$  неколлинеарны, что и объясняет несимметричность  $M(B)$  относительно точки 28 Тл. Расчетная структура семи векторов в разных полях следующая:  $B=0$  (момент в мБ, угол отклонения от оси  $C_4$  в град),  $Fe^{3+} - (5; 0)$ ,  $Tb^{3+}: 1, 2 - (8.42; 180)$ ;  $3, 5 - (8.55; 140)$ ;  $4, 6 - (8.53; 160)$ . Числа перед скобками — номера подрешеток  $Tb^{3+}$ . При  $B \neq 0$  угол отсчитывается от оси  $C_3$ .  $B=5$  Тл:  $Fe^{3+} - (5; 0)$ ,  $Tb^{3+}: 1, 3, 5 - (8.48; 153)$ ;  $2, 4, 6 - (8.69; 158)$ .  $B=8$  Тл,  $Fe^{3+} - (5; 2.3)$ ;  $Tb^{3+}: 1 - (8.27; 157)$ ;  $2 - (8.64; 157)$ ;  $3, 5 - (8.5; 94)$ ;  $4, 6 - (8.63; 151)$ .  $B=22$  Тл,  $Fe^{3+} - (5; 17.8)$ ,  $Tb^{3+}: 1, 2 - (8.2; 125)$ ;  $3, 5 - (7.8; 138.6)$ ;  $4 - (8.24; 98)$ ;  $6 - (8.24; 80)$ .  $B=28$  Тл,  $Fe^{3+} - (5; 17.8)$ ,  $Tb^{3+}: 1 - (7; 103)$ ;  $2 - (7.9; 104)$ ;  $3, 5 - (7.36; 61.3)$ ;  $4, 6 - (6.62; 83.6)$ . Расчет для  $V \parallel C_4$ ,  $x=0.26$  также дает близкое совпадение с экспериментом.

### Список литературы

- [1] Демидов В. Г., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 2. С. 596—601.
- [2] Валев У. В., Криччик Г. С., Левитин Р. З., Мукимов К. М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 4. С. 239—243.
- [3] Лагутин А. С., Дмитриев А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2959—2965.
- [4] Звездин А. К., Мухин А. Л., Попов А. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 3. С. 1097—1109.
- [5] Бабушкин Г. А., Дружинина Р. Ф., Шкарубский В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2534—2536.
- [6] Дружинина Р. Ф., Шкарубский В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 595—597.
- [7] Белов К. П., Гапеев А. К., Левитин Р. З., Маркосян А. С., Попов Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 241—248.
- [8] Звездин А. К., Мухин А. А., Попов А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 5. С. 267—271.
- [9] Dillon J. F., Walker L. R. // Phys. Rev. 1961. V. 7. № 5. P. 1401—1412.

Московский  
инженерно-физический институт  
Отделение № 4  
Арзамас

Поступило в Редакцию  
6 июня 1988 г.  
В окончательной редакции  
7 февраля 1989 г.

## ЛОКАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ

С. В. Божюкин

Известно, что дислокации в полупроводниках приводят к появлению в запрещенной зоне электронных состояний [1], а также создают локализованные у дислокации фононные колебания акустического типа [2—4]. В работе [5] показано, что дислокации также могут приводить к появлению локальных колебаний оптического типа, причиной которых является короткодействующее возмущение силовой матрицы, вызванное ядром дислокации. Однако, кроме такого короткодействующего возмущения, дислокация создает вокруг себя медленно меняющиеся поля упругих напряже-