

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУР НЕЕЛЯ КРИСТАЛЛОВ  
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$   
ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ТЕРБИЯ

Х. С. Багдасаров, А. П. Додокин, А. М. Кеворков,  
А. А. Сорочкин

Кристаллы  $Tb_3Al_5O_{12}$  со структурой граната представляют собой пример двухсинглетного магнетика [1] с индуцированным магнитным порядком, возникающим вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия между ионами тербия [2]. Исследования тепловых и магнитных свойств [2-4] показали, что при  $T_N = 1.35$  К в этом гранате происходит переход в антиферромагнитную фазу со структурой типа ДАГ.

Как показано в [1], магнитный порядок в системе индуцированных спинов возможен в случае, если величина параметра магнитного взаимодействия  $\eta = 2\beta m_S^2 / \Delta > 1$  (т. е. если константа молекулярного поля  $\beta$  достаточно велика), где  $\Delta$  — энергия, разделяющая синглетные уровни;  $m_S^2$  — квадрат недиагонального матричного элемента магнитного момента. Однако учет внутриядерного сверхтонкого взаимодействия должен приводить к появлению магнитного порядка в области значений  $\eta < 1$  [5]. В [6] в приближении молекулярного поля была получена формула для температуры магнитного упорядочения в двухсинглетных системах с произвольным ядерным спином ван-Флексовских ионов

$$\frac{1}{\eta} \cong \text{th} \frac{\Delta}{2T_N} + \frac{\Delta}{12T_N} I(I+1) \alpha^2 \left( 3 - \text{th}^2 \frac{\Delta}{2T_N} - \frac{6T_N}{\Delta} \text{th} \frac{\Delta}{2T_N} \right), \quad (1)$$

где  $I$  — ядерный спин,  $\alpha = -2m_S^2 A / g_J \mu_B \Delta$ ,  $A$  — константа сверхтонкого взаимодействия,  $g_J$  — гиромангнитное отношение синглетного уровня,  $\mu_B$  — магнетон Бора.

Целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка зависимости  $T_N$  от величины параметра взаимодействия  $\eta$  в системе твердых растворов  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ . Необходимые изменения значений параметра  $\eta$  достигались изоморфным замещением части магнитных атомов немагнитными; при этом, согласно [7], значения параметра  $\eta(x) \sim x$ .

Монокристаллы  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ , где  $x = 1, 0.82, 0.75, 0.67, 0.555, 0.44$ , были выращены методом вертикальной направленной кристаллизации. Образцы изготавливались в форме цилиндров высотой 1.2–1.6 см и диаметром 0.6 см.

Измерения проводились на установке адиабатического размагничивания с использованием в качестве основного хладагента монокристалла эрбий-иттрий-алюминиевого граната [8] с использованием медным холодопроводом, к которому крепились исследуемые образцы. Для измерений температуры использовался германиевый термометр сопротивления [9], прокалиброванный по магнитной восприимчивости церий-магниевого нитрата. В процессе измерений периодически проводился контроль стабильности калибровки термометра. Согласно результатам специально прове-

денных измерений, возможные ошибки вследствие перегрева термометра относительно температуры исследуемых образцов не превышали нескольких процентов при самых низких температурах  $\approx 0.05$  К. Сопротивление термометра измерялось мостом переменного тока  $S-72 D$ , погрешность

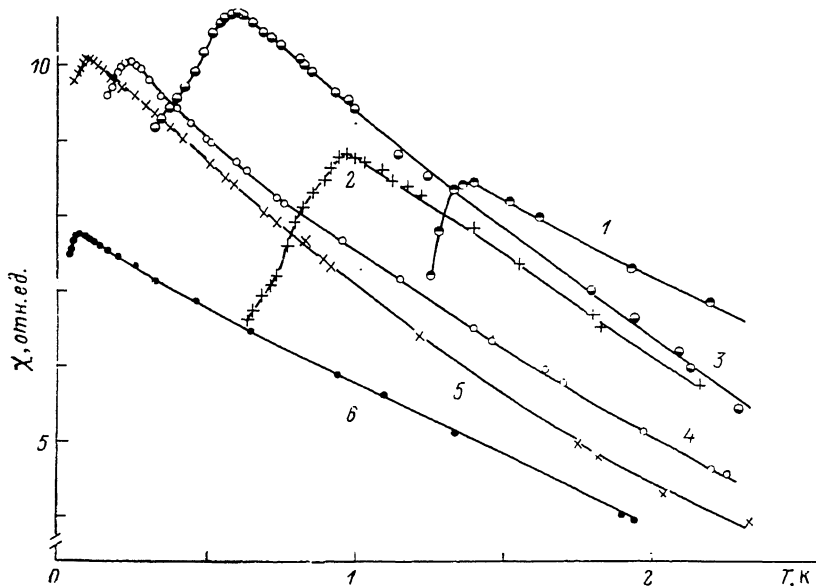


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости кристаллов твердых растворов  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ .

$x$ : 1 — 1, 2 — 0.82, 3 — 0.75, 4 — 0.67, 5 — 0.555, 6 — 0.44.

измерений составляла 2–5 %. Магнитная восприимчивость кристаллов измерялась на переменном токе частоты 33 Гц методом моста Хартсгорна [10].

Температура антиферромагнитного перехода определялась по максимуму на температурных зависимостях восприимчивости кристаллов,

приведенных на рис. 1. Экспериментальные значения температур Нееля исследованных образцов и результаты расчета по формуле (1) представлены на рис. 2. В отличие от результатов, аналогичных измерений системы  $Tb_xY_{1-x}Sb$  [11], график на рис. 2 иллюстрирует не только пороговый характер концентрационного перехода в системе твердых растворов

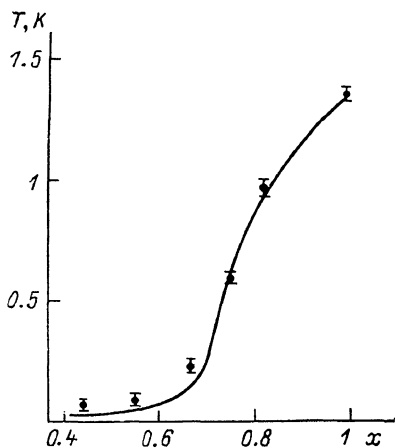


Рис. 2. Зависимость температур Нееля кристаллов твердых растворов  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ .

Расчетная кривая (сплошная линия) соответствует значениям параметров:  $\Delta = 2.5$  К,  $m_S = 7.6\mu_B$ ,  $\alpha = 0.1$ ,  $\eta(x) = 1.37x$  [3].

$\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$ , но и наличие области индуцированного ядерного магнетизма при  $x \leq 0.6$ . Из того же графика видно, что экспериментальные значения температур Нееля для кристаллов с  $x \geq 0.75$  достаточно хорошо согласуются с расчетными. Однако при  $x \leq 0.6$  измеренные значения  $T_N$  почти вдвое превышают теоретические. Причина столь значительного расхождения неясна. Оценки показывают, что влияние магнитных примесей концентрации порядка  $10^{-3}$  мол. % в исследованных об-

разцах на величину температуры Нееля в области  $\eta < 1$  пренебрежимо мало. Отметим, что измерения магнитной восприимчивости и теплоемкости для кристалла  $Tb_3Al_5O_{12}$  дают одинаковые значения  $T_N$  [12].

Полученные экспериментальные результаты подтверждают основные теоретические выводы работы [5]. Зависимость  $T_N(x)$  для кристаллов  $\{Tb_xY_{1-x}\}_3Al_5O_{12}$  может быть условно разделена на три области с индуцированным магнитным порядком: ядерную при  $x \leq 0.6$ , электронно-ядерную при значениях  $0.6 \leq x \leq 0.75$  и электронную для  $x \geq 0.75$ .

Авторы благодарят В. Н. Крутихина и Д. Д. Перлова за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Bleaney B. Proc. R. Soc., 1963, vol. A276, N 1364, p. 19—27.
- [2] Bidaux R., Gavignet-Tillard A., Hamman J. J. Phys., 1973, vol. 34, N 1, p. 19—26.
- [3] Gavignet-Tillard A., Hamman J., De Seze L. J. Phys., 1973, vol. 34, N 1, p. 27—33
- [4] Hamman J. Acta Cryst., 1969, vol. B25, N 9, p. 1853—1856.
- [5] Murao T. J. Phys. Soc. Japan, 1972, vol. 33, N 1, p. 33—38.
- [6] Hamman J., Manneville P. J. Phys., 1973, vol. 33, N 7, p. 615—622.
- [7] Shiles E., Taggart G. B., Tahir-Kheli R. A. J. Phys. C, 1974, vol. 7, N 8, p. 1515—1522.
- [8] Alekseevskii N. E., Dodokin A. P., Bazan C., Bagdasarov Kh. S., Fedorov E. A., Belyaev L. M. Cryogenics, 1981, vol. 21, N 10, p. 598—600.
- [9] Зиновьева К. Н., Вайнберг В. В., Воробкало Ф. М., Зарубин Л. И., Болдарев С. Т. ПТЭ, 1985, № 5, с. 198—200.
- [10] Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур. М.: Физматгиз, 1961. 368 с.
- [11] Cooper B. R., Vogt O. Phys. Rev., 1970, vol. B—4, N 3, p. 1218—1226.
- [12] Onn D. G., Meyer H., Remeika J. P. Phys. Rev., 1967, vol. 156, N 2, p. 663—670.

Институт кристаллографии АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
5 августа 1987 г.

УДК 539.4.019.3

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

## ЗАЛЕЧИВАНИЕ ТРЕЩИН {110} В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiF

В. М. Финкель, М. А. Рувинский, Л. А. Курганская,  
О. Г. Сергеева

Известно [1—4], что в монокристаллах ЦГК типа NaCl расколы по плоскостям спайности хорошо заживляются одноосным сжатием. В то же время восстановление сплошности в случае разрушения по плоскостям скольжения дислокаций [5] не исследовалось. Целью данной работы является изучение возможностей залечивания трещин {110} в монокристаллах фтористого лития.

В образцах LiF посредством локального нажима создавались полосы скольжения, насыщение которых приводило к появлению вскрытий по {110} длиной до 5 мм и раскрытием до 0.5 мм (рис. 1). Для их залечивания применялись механическое сжатие нормально поверхности раздела и гидростатический обжим.

При одноосном сжатии частичное восстановление сплошности происходило при нагрузках порядка 200 МПа. Степень залечивания не превышала 25 % первоначальной длины трещины {110}, в то время как трещины по спайности при давлении всего лишь в 1 МПа заживают на 80 % [1].

Всестороннее сжатие позволяло заращивать 5-миллиметровые вскрытия по {110} с областью восстановления сплошности, достигавшей 70 % первоначальной длины. При этом нижним пределом нагрузок, обеспечи-