

## МЕТАМАГНЕТИЗМ НЕКОЛЛИНЕАРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА:

"ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИЙ" ГРАНАТ  $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ .

З.А.Казей, Н.П.Колмакова, Д.И.Сирота, В.И.Соколов

С помощью измерений магнитострикции при 4,2К исследован индуцированный внешним магнитным полем метамагнитный фазовый переход в монокристалле  $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ . Необычные фазовые диаграммы в плоскостях (001) и (010), полученные из эксперимента, описываются моделью анизотропного метамагнетика с четырьмя локальными осями анизотропии.

Одним из проявлений кооперативного эффекта Яна – Теллера в соединениях со структурой граната <sup>1</sup> является неколлинеарная восьми подрешеточная антиферромагнитная (АФ) структура, реализующаяся согласно нейтронографическим исследованиям Плумье с сотрудниками <sup>2</sup> в тетрагонально искаженном гранате с октаэдрическими ионами  $\text{Mn}^{3+}$  –  $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  ( $\text{MnGeG}$ ) ниже температуры Нееля (13,85К). Упрощенно эту структуру можно представить в виде двух плоских крестов, в которых магнитные моменты лежат в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (110) и составляют угол  $\theta_0 = 39^\circ$  с тетрагональной осью [001] (осью Z).

Исследования магнитных свойств монокристалла  $\text{MnGeG}$  показывают <sup>3,4</sup>, что внешнее магнитное поле  $H$  индуцирует в этом гранате метамагнитный фазовый переход (ФП), который не описывается ни моделью двухподрешеточного метамагнетика, ни с помощью механизма суперобменного упорядочения орбиталей, предложенного Кугелем и Хомским <sup>5</sup>.

В настоящей работе мы предприняли детальное исследование указанного ФП в  $\text{MnGeG}$  методом магнитострикции, который при изучении различных спин-переориентационных переходов, как правило, оказывается более информативным, чем измерения намагниченности.

Магнитострикция ( $\Delta l/l$ ) измерялась емкостным датчиком <sup>6</sup> на монокристаллах  $\text{MnGeG}$  размером  $2 \times 2 \times 2$  мм <sup>3</sup> с преимущественной ориентацией ян-теллеровских доменов. Результаты измерений пересчитывались к "однодоменному" образцу <sup>3</sup>. Кристаллы ориентировались рентгеновским методом с точностью  $0,5^\circ$ . Специальный преобразователь частота-напряжение позволял записывать на двухкоординатном самописце полевую зависимость сигнала, пропорционального изменению частоты генератора, в задающий контур которого был включен емкостной датчик. Для создания поперечного магнитного поля использовался сверхпроводящий магнит, выполненный в геометрии катушек Гельмгольца.

На рис. 1 приведен ряд характерных изотерм магнитострикции в плоскости (010). Отметим их наиболее существенные особенности.  $\Delta l/l$  вблизи [100] ( $\theta = 88$  и  $73^\circ$ ) достигает максимальной величины ( $40 \cdot 10^{-6}$ ) и имеет два положительных скачка. Величина критического поля  $H_c$  низкополевого скачка 1 не зависит от  $\theta$  вблизи [100], а высокополевого – 2 – увеличивается по мере роста  $\theta$ . Для  $\theta = 68^\circ$  наблюдается только скачок 1, а при дальнейшем увеличении  $\theta$  вновь возникает два скачка, причем, скачок 2 становится отрицательным. При  $\theta = 48, 38$  и  $23^\circ$  различие в значениях  $H_c$  обоих скачков составляет лишь  $\sim 0,8$  кЭ. Вдоль тетрагональной оси [001] наблюдается один положительный скачок.

В плоскости (001) для всех направлений поля изотермы магнитострикции обнаруживают один скачок ( $\sim 15 \cdot 10^{-6}$ ), величина которого практически не зависит от ориентации  $H$ . Значения полей  $H_c$ , соответствующих скачкам магнитострикции, уменьшаются по мере приближения к оси [110]

Построенные по результатам измерений  $\Delta l/l(H)$  диаграммы ФП кристалла  $\text{MnGeG}$  (рис. 2) удается объяснить на основе модели анизотропного метамагнетика <sup>7</sup> с четырьмя локальными осями анизотропии, которая соответствует экспериментально наблюдающейся магнитной структуре  $\text{MnGeG}$  <sup>2</sup>. Проекция этой структуры на плоскость (010) показана на рис. 3 а.

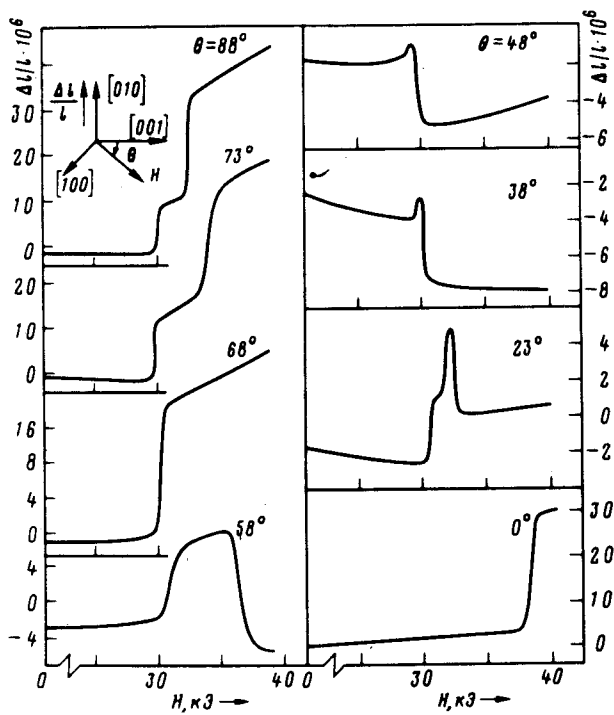


Рис. 1. Изотермы магнитострикции MnGeG при 4,2 К для ориентации поля в плоскости (010)

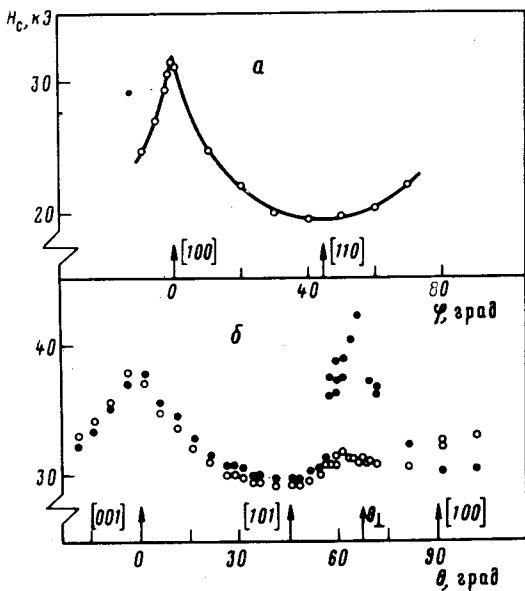


Рис. 2. Фазовые диаграммы MnGeG при 4,2 К для ориентаций поля в плоскостях (001) — а и (010) — б. Различные точки соответствуют ФП в разных парах АФ подрешеток

В слабых полях магнитные моменты всех подрешеток отклоняются от локальных осей к направлению поля. С увеличением  $H$  происходит попарное "схлопывание" АФ подрешеток, относящихся к одной локальной оси. Для несимметричных направлений  $H$ , вообще говоря, должно быть четыре ФП.

Поскольку (010) является плоскостью симметрии магнитной структуры MnGeG, для нее имеется две линии ФП, что соответствует фазовой диаграмме на рис. 2, б. В этой плоскости имеется некоторое выделенное направление поля ( $\theta_1$ ) — перпендикуляр к проекции локальной оси на плоскость (010), — вблизи которого на эксперименте наблюдается только один ФП. Как видно из рис. 3, переход через  $\theta_1$  в достаточно сильном магнитном поле соп-

ровождается изменением спиновой конфигурации MnGeG. На изотермах магнитострикции это проявляется как изменение знака второго скачка (см. рис. 1,  $\theta \gg 68^\circ$  и  $\theta < 68^\circ$ ).

Полученную фазовую диаграмму MnGeG удастся объяснить на основе термодинамического потенциала, который в системе координат, связанной с осями кристалла, имеет вид:

$$\Phi = \sum_{i=1}^4 \left\{ J_1 M_i M'_i + J'_1 \sum_{j \neq i} M_i M'_j + J_2 \sum_{j>i} M_i M_j + M'_i M'_j \right\} + \sum_{\alpha} \left[ \frac{1}{2} K_1 (M_{iz}^{(\alpha)} \cos \theta_0 + M_{ix}^{(\alpha)} \sin \theta_0 \cos \varphi_{0i} + M_{iy}^{(\alpha)} \sin \theta_0 \sin \varphi_{0i})^2 - H M_i^{(\alpha)} \right] \quad (1)$$

Здесь  $J_1, J'_1$  и  $J_2$  — параметры обменных взаимодействий с первыми и вторыми ближайшими соседями ( $J_1, J'_1, J_2 > 0$ );  $K_1$  — константа анизотропии ( $K_1 \leq 0$ );  $\theta_0$  и  $\varphi_{0i}$  — полярный и азимутальный углы  $i$ -й локальной оси;  $M_i$  и  $M'_i$  — магнитные моменты пары АФ подрешеток, принадлежащих  $i$ -й локальной оси; индекс  $\alpha$  означает суммирование по этим подрешеткам.

Отметим, что согласие рассчитанной фазовой диаграммы с экспериментом получается в предположении  $J_1, J'_1, J_2 \sim \frac{1}{10} |K_1|$ . Зная угол  $\theta_{\perp}$  и учитывая, что локальная ось не лежит в плоскости (010), легко определить угол  $\theta_0$ . По нашим данным он составляет в MnGeG  $33^\circ$ .

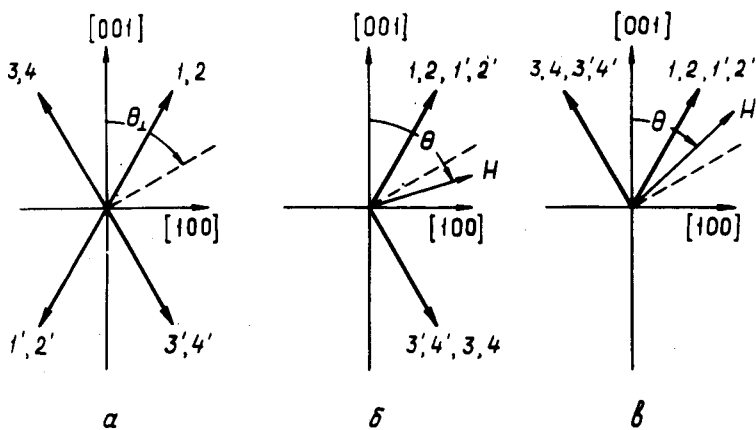


Рис. 3. Проекция магнитной структуры MnGeG на плоскость (010) для  $H = 0$  (а);  $H > H_c, \theta > \theta_{\perp}$  — (б);  $H > H_c, \theta < \theta_{\perp}$  — (в)

Различные величины деформаций кристалла после второго ФП для  $\theta > \theta_{\perp}$  и  $\theta < \theta_{\perp}$  качественно можно объяснить, рассматривая переходы из начального равновесного состояния при  $H = 0$  (рис. 3, а) к двум спиновым конфигурациям, показанным на рис. 3, б, и в, соответственно. Записывая магнитоупругую энергию тетрагонального кристалла с восемью подрешетками через полусуммы  $m_i$  и полуразности  $l_i$  магнитных моментов, относящихся к  $i$ -й локальной оси, получаем, что различные результирующие деформации  $U_{yy}$  после второго ФП обусловлены членами вида  $B_{\alpha} \Delta \sum m_{i\alpha} m_{j\alpha} = B_{\alpha} \Delta M_{\alpha}^2$  ( $\alpha = x, z$ ). Здесь  $B_x$  и  $B_z$  — вообще говоря, различные магнитоупругие константы,  $M_{\alpha}$  — соответствующая компонента результирующей намагниченности. При этом не учитываются члены с  $l_i$ , которые дают одинаковые вклады в деформацию для  $\theta > \theta_{\perp}$  и  $\theta < \theta_{\perp}$  (члены с  $m_{iy}$  скачков не испытывают).

Из рис. 3 видно, что спиновые конфигурации при  $\theta \geq \theta_{\perp}$  имеют различные компоненты результирующей намагниченности. Тогда, считая  $B_x > 0$  и  $B_z$  — малым, можно получить в соответствии с экспериментом  $U_{yy} > 0$  при  $\theta > \theta_{\perp}$  и  $U_{yy} \approx 0$  при  $\theta < \theta_{\perp}$ , т. е. результирующая магнитострикционная деформация обращается в нуль, что на экспериментальных зависимостях  $\Delta l_i / l_i(H)$  проявляется как скачок другого знака.

Более подробно численный расчет и сравнение с экспериментом будут изложены в отдельной статье.

Авторы благодарят А.С.Боровика-Романова и Р.З.Левитина за полезное обсуждение результатов.

#### Литература

1. Казей З.А., Новак П., Соколов В.И. ЖЭТФ, 1982, 83, 1483.
2. Plumier R., Es teve D., Sol. St. Comm., 1979, 31, 921.
3. Казей З.А., Милль Б.В., Соколов В.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 338.
4. Es teve D., Plumier R., Feldman P., LeGall H. Phys. St. Sol. (a) 1980, 57, K83.
5. Кугель К.И., Хомский Д.И. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 264.
6. Казей З.А., Леванидов М.В., Соколов В.И. ПТЭ, 1982, №1, 196.
7. Мицек А.П., Колмакова Н.П., Сирота Д.И. Phys. St. Sol. (a) 1981, 65, 503.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
1 февраля 1983 г.