

состояниями. В монокристалле природного алмаза в интервале температур 670—813 К анизотропный спектр ЭПР исчезает. При $T > 813$ К происходит «возгорание» изотропного спектра с той же константой СТВ a_N , что и при температурах $T \leq 570$ К [11]. Анизотропная константа $b_N = 0$ в симметричном состоянии (ψ_{10}), для несимметричного состояния (ψ_{i0} , $i=2, 3, 4$) при $\gamma \ll 1$ и интенсивном туннелировании $b_N = b_N^{(1)} k_1'$, где $k_1' = 4\gamma/3 (1 + \gamma/3)^{-1}$, т. е. спектр будет близок к изотропному в соответствии с экспериментальными данными [9, 11, 12].

Л и т е р а т у р а

- [1] Берсукер И. Б., Полингер В. З. Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах. М.: Наука, 1983. 336 с.
- [2] Дэйзан М. Ф., Глинчук М. Д. УФН, 1974, т. 114, № 2, с. 185—211.
- [3] Bersuker I. B., Gorinchoi N. N., Polinger V. Z. Theor. Chim. Acta, 1984, vol. 66, p. 161—172.
- [4] Smith W. V., Sorokin P. P., Gelles I. L., Lasher G. J. Phys. Rev., 1959, vol. 115, N 6, p. 1547—1552.
- [5] Every A. G., Schonland D. S. Sol. St. Commun., 1965, vol. 3, N 8, p. 205—207.
- [6] Bachelet G. B., Baraj G. A., Schlüter M. Phys. Rev. B, 1981, vol. 24, N 8, p. 4736—4743.
- [7] Lannoo M. Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 4, p. 2987—2990.
- [8] Берсукер И. Б., Вехтер Б. Г., Данильчук Г. С. и др. ФТТ, 1969, т. 11, № 9, с. 2452—2458.
- [9] Шульман Л. А., Зарицкий И. М., Подзарей Г. А. ФТТ, 1966, т. 8, с. 2307—2312.
- [10] Ammerlaan C. A. J., Burgemeister E. A. Phys. Rev. Lett., 1981, vol. 47, N 13, p. 954—957.
- [11] Шульман Л. А., Подзарей Г. А. В сб.: Кристаллохимия тугоплавких соединений. Киев, ИПМ АН УССР, 1972, с. 182—190.
- [12] Loubser J. H. N., van Ruyneveld W. P. Brit. J. Appl. Phys., 1967, vol. 18, N 7, p. 1029—1031.

Институт сверхтвердых
материалов АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
21 октября 1987 г.
В окончательной редакции
4 января 1988 г.

УДН 539.27

Физика твердого тела, том 30, в. 7, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 7, 1988

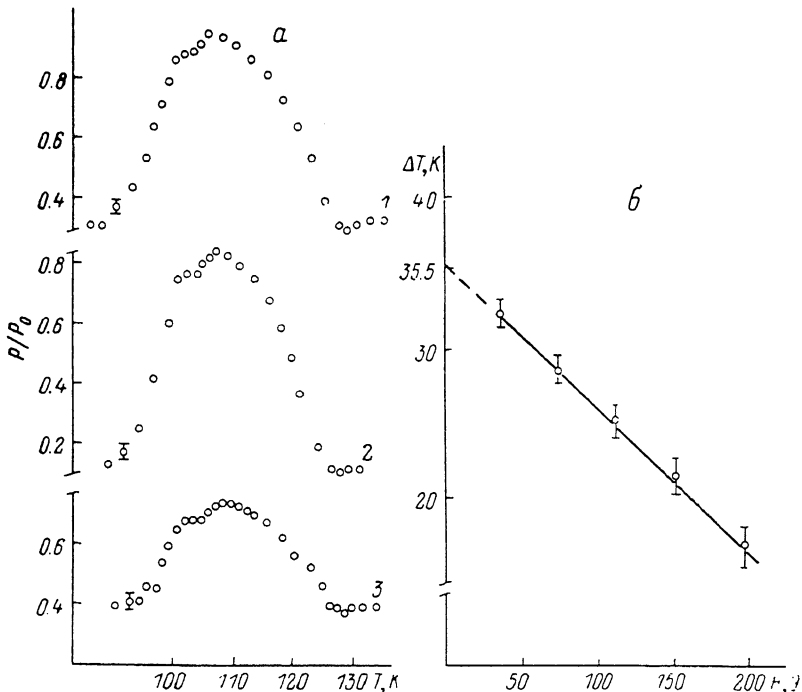
ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ В МНОГОДОМЕННОМ ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ $Y_{1.6}Gd_{1.4}Fe_5O_{12}$ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

А. Г. Селин, С. В. Синицын, М. Н. Успенский

Спин-переориентационные (СП) переходы в редкоземельных ферритах-гранатах (РФГ) [1] в условиях сильных магнитных полей сопровождаются аномалиями физических свойств в области точки магнитной компенсации T_k . Однако остаются слабоизученными в малых магнитных полях $H_{вп}$ свойства многодоменных (поликристаллических) РФГ в области температур около T_k . Интерес к этим исследованиям связан с изучением магнитных фазовых диаграмм РФГ, а также с изучением влияния доменной структуры на изменение свойств РФГ в области СП-переходов. Известно, что доменная структура РФГ становится неустойчивой в области СП-переходов. В этих областях поле анизотропии РФГ уменьшается, а следовательно, приложенные внешние магнитные поля и остаточные упругие напряжения в кристаллитах будут заметно влиять на перестройку доменной структуры и поворот вектора намагниченности [1].

Авторами [2] показано, что на характер СП-переходов в РФГ и величину температурного интервала ΔT около T_k , в котором переход наблюда-

ются, оказывают влияние неоднородные внутренние напряжения. В кристаллитах поликристаллического РФГ внутренние напряжения могут достигать величин $\sigma \approx 10^2$ МПа [3], что делает магнитоупругую энергию РФГ в области T_K (в условиях малых $H_{\text{вн}}$) определяющим фактором, влияющим на перестройку доменной структуры и ориентацию векторов намагниченности доменов. Методом ЯГР [4] без приложения $H_{\text{вн}}$ были исследованы поликристаллические образцы $Y_{1.6}Gd_{1.4}Fe_5O_{12}$ в области T_K . Было установлено, что изменения параметров спектров ЯГР наблюдались в интервале $\Delta T \approx 36$ К. По изменению формы резонансных линий спектров ЯГР данного РФГ в области T_K были обнаружены состояния Fe^{3+} (a, d),



Температурная зависимость относительной деполяризации $\delta (P/P_0)$ нейтронов в $Y_{1.6}Gd_{1.4}Fe_5O_{12}$ (a) при $H=35$ (1), 70 (2) и 110 Э (3). Полевая зависимость температурного интервала ΔT потери устойчивости доменной структуры (б).

принадлежащие доменам, ориентированным вдоль возможных для РФГ направлений осей легкого намагничивания [100], [110] и [111]. В интервале ΔT удельный вес магнитных фаз с различной ориентацией магнитных моментов доменов менялся. Метод ЯГР чувствителен к изменениям в ближайшем окружении Fe^{3+} , однако с его помощью можно только косвенно судить о характере СП-переходов и происходящих изменениях доменной структуры в РФГ. Для многодоменных РФГ, находящихся в малых $H_{\text{вн}}$, остается актуальным вопрос об определении интервала температур в области T_K , где происходит потеря устойчивости доменной структуры. Эту задачу можно решить с помощью методов, дающих прямую информацию об изменении спиновой ориентации в магнетиках. К таким методам относится метод деполяризации прошедшего через образец пучка тепловых поляризованных нейтронов [5, 6].

В данной работе была тщательно исследована температурная зависимость деполяризации пучка тепловых поляризованных нейтронов ($\lambda = 1.03 \text{ \AA}$) [7] при прохождении через поликристаллический образец $Y_{1.6}Gd_{1.4}Fe_5O_{12}$ ($T_K = 108 \text{ K}$), исследованного ранее в работе [4]. Образец помещался во внешнее магнитное поле, величина которого менялась от 20 до 200 Э. Исследуемый образец имел форму цилиндра ($\phi = 10 \text{ мм}$, $h = 2 \text{ мм}$), ось которого совпадала с направлением пучка нейтронов. Как

показали исследования, данный метод с использованием образца такой формы и размеров оказался информативным по сравнению с нейтронографическими методиками, несмотря на содержание ядер $^{155}, ^{157}\text{Gd}$, имеющих большое сечение поглощения нейтронов.

Результаты экспериментов представлены на рисунке. Вблизи T_k наблюдается аномалия температурных зависимостей относительной деполяризации нейтронов $\delta (P/P_0)$. Величина интервала температур ΔT , в котором наблюдается аномалия P/P_0 , меняется в пределах 20—40 К и уменьшается с ростом $H_{\text{вн}}$.

Известно [5], что изменение поляризации P пучка нейтронов при прохождении многодоменного образца определяется уравнением

$$dP/dt = g_n [P, V_i],$$

где $g_n = 2\mu_n$; μ_n — магнитный момент нейтрона; V_i — магнитный момент i -домена. С учетом результатов работ [5, 8] относительная поляризация пучка нейтронов, прошедших через образец, находящийся в малом поле $H_{\text{вн}}$, может быть выражена в виде

$$P/P_0 = \exp(-K \langle B_i^2 \rangle \Delta),$$

где Δ — средний размер домена; K — коэффициент, учитывающий толщину образца, скорость нейтрона и его магнитный момент.

Анализ изменения P/P_0 требует независимых данных об изменении величины Δ . В области T_k РФГ, как отмечается в [1], возможно уменьшение Δ , однако на величину P/P_0 из всех параметров, как следует из оценок, наибольшее влияние оказывает изменение V_i . Следовательно, изменение с температурой величины и направления V_i относительно приложенного поля $H_{\text{вн}}$ приведет к изменению P/P_0 , что укажет на образование магнитной фазы (доменов) с определенной ориентацией магнитного момента. В общем случае такими направлениями могут быть возможные для РФГ типы осей легкого намагничивания.

Анализ результатов проведенных исследований (см. рисунок) показывает, что наблюдаемая деполяризация нейтронов в широком интервале температур ΔT обусловлена сосуществованием около T_k доменов, отличающихся по величине и направлению V_i . Примененный нами метод исследования из-за недостаточной разрешающей способности не позволяет внутри ΔT выделить области с различной ориентацией доменов, однако границы температурного интервала, в котором наблюдается потеря устойчивости доменной структуры, можно определить с достаточной точностью. Границы этих областей ΔT определяются соотношением между энергией анизотропии и магнитоупругой энергией при заданном значении поля $H_{\text{вн}}$. Внутри интервала температур ΔT магнитоупругая энергия может оказаться по величине больше других вкладов в энергию РФГ. По результатам работ [3, 4] в ферритах со структурой граната упругие напряжения $\langle \sigma \rangle$, действующие в кристаллитах вдоль различных кристаллографических направлений, имеют такие величины, что способны в области T_k РФГ определять объемы соответствующих магнитных фаз. Размытость перехода в области T_k исследованного РФГ свидетельствует о непрерывном характере переходов одной магнитной фазы в другую. Как показано в [4], эти переходы в областях $T < T_k$ и $T > T_k$ происходят идентично, но в обратной последовательности. Важным дополнением к полученным нами результатам является вывод [4] о том, что в каждой из наблюдаемых внутри ΔT магнитных фаз сохраняется коллинеарность магнитного упорядочения.

Таким образом, в исследованном многодоменном РФГ без приложения магнитного поля и в малых магнитных полях ($H_{\text{вн}} \geq 20$ Э) определен интервал температур $\Delta T \approx 30$ К около T_k , обусловленный существованием доменов, ориентированных вдоль возможных для РФГ направлений осей легкого намагничивания типа [100], [110] и [111]. Переход доменов одного типа в другой происходит плавно, определяя характер СП-перехода в исследованном РФГ. Проведенные исследования позволяют констати-

ровать, что в многодоменных РФГ в области T_c тип СП-перехода, интервал ΔT , в котором он осуществляется, и объемы доменов с различной ориентацией магнитных моментов зависят от соотношения между энергией анизотропии и магнитоупругой энергией в исследованных образцах.

Авторы выражают признательность А. К. Звездину за замечания и полезные обсуждения работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [2] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Иденбом М. В., Никитенко В. И. ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 1, с. 277—288.
- [3] Симицын С. В., Спиринов А. Н., Успенский М. Н. Препринт МИФИ № 032-86. М., 1986. 20 с.
- [4] Sinitsin S. V., Spirin A. N., Uspensky M. N. Hyperfine Interactions, 1986, vol. 29, p. 1369—1372.
- [5] Halpern O., Holstein T. Phys. Rev., 1941, vol. 59, p. 960—981.
- [6] Баазов Н. Г., Баращ Я. М., Бирюкова Е. А. и др. ФТТ, 1976, т. 18, № 6, с. 1721—1722.
- [7] Артемьев Н. А., Бобровник С. Н., Бялко А. А. и др. В сб.: Ядерные излучения в науке и технике / Под ред. Ю. Ф. Бабяковой и П. Л. Грузина. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 67—75.
- [8] Малеев С. В., Рубан В. А. ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 1, с. 415—424; 1970, т. 58, № 1, с. 199—210.

Московский инженерно-физический институт
Москва

Поступило в Редакцию
14 января 1988 г.

УДК 538.24

Физика твердого тела, том 30, в. 7, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 7, 1988

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СПИНОВЫХ СТЕКЛАХ ВЫШЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕХОДА

И. А. Зайцев, А. А. Минаков, Р. Р. Галонзка

До недавнего времени предполагалось, что в спиновых стеклах при температуре T_g происходит переход из парамагнитной фазы с экспоненциальным законом релаксации намагниченности $M(t)$ в фазу спинового стекла с логарифмически медленным или степенным [1] законом релаксации. Авторами работ [2, 3] было показано, что между парамагнитной фазой и фазой спинового стекла имеется промежуточная фаза, в которой наблюдается неэкспоненциальная релаксация. Они предположили, что в спиновых стеклах существует небольшое количество нефрустрированных ферромагнитных кластеров с температурой разрушения $T_0 > T_g$. Именно релаксацией моментов таких кластеров определяется нижняя граница зависимости

$$M(t) \geq A \exp \left[-C (\ln t)^{\frac{d}{d-1}} \right],$$

где A и C — константы, зависящие от размеров кластеров и их распределения по размерам; d — размерность системы; t — время с момента выключения намагничивающего поля H . Однако экспериментально неэкспоненциальная релаксация выше T_g не наблюдалась.

В данной работе исследована релаксация намагниченности монокристаллических образцов $\text{Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ с $T_g = 21$ К [4], $\text{Cd}_{0.6}\text{Mn}_{0.4}\text{Te}$ [5]