

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ИОНОВ Dy^{3+} В МЕТАМАГНЕТИКЕ $DyFeO_3$ ПРИ АДИАБАТИЧЕСКОМ, ИМПУЛЬСНОМ РАЗМАГНИЧИВАНИИ

И. Б. Крынецкий, Е. В. Синуцын

В области температур 4.2—15 К обнаружен аномальный разорев $DyFeO_3$ при адиабатическом, импульсном размагничивании. Он связывается с инверсной заселенностью уровней основных дублетов ионов Dy^{3+} , вследствие которой ими запасается энергия, передаваемая впоследствии фононной подсистеме.

Как известно [1], магнитокалорический эффект (МКЭ) возникает при адиабатическом изменении магнитного состояния образца, в связи

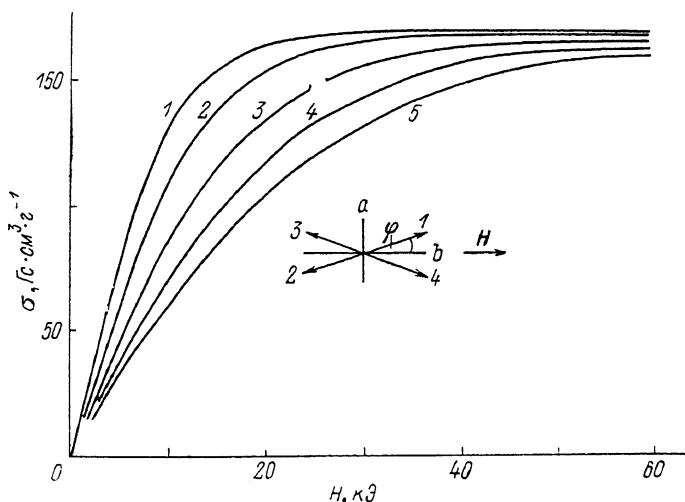


Рис. 1. Изотермы намагничивания $DyFeO_3$ вдоль b -оси.

T , К: 1 — 4.2, 2 — 5.5, 3 — 8.8, 4 — 11.5, 5 — 15.0. На вставке — расположение магнитных моментов ионов Dy^{3+} .

с чем были предварительно проведены измерения намагниченности $DyFeO_3$ при $H \parallel b$ -оси в интервале температур 4.2—15 К (рис. 1). Видно, что в достаточно большом поле $H > H_c(T)$ происходит насыщение магнитного момента $DyFeO_3$, причем его достигаемая величина свидетельствует о реализации в таких полях структуры C_xF_y [2] с ферромагнитной компонентой вдоль оси b .

Измерения МКЭ в $DyFeO_3$ проводились в области температур 4.2—15 К, превышающих температуру упорядочения редкоземельных ионов $T_{N_2} \approx 3.5$ К [2], по методике, аналогичной разработанной в [3]. Было обнаружено, что намагничивание монокристалла $DyFeO_3$ сопровождается нагревом ΔT_1 (рис. 2), однако при импульсном размагничивании вместо охлаждения образца на $-\Delta T_1$, что соответствовало бы традиционным представлениям об обратимости магнитокалорического эффекта [1], наблюдался их нагрев на $\Delta T_2 \approx 3$ К ($H \approx 10$ кЭ). Это позволяет предположить существование механизма, приводящего к нагреву образцов при импульсном размагничивании. Обозначим вызванное им увеличение температуры как $\Delta T_{ан}$. По всей видимости, этот механизм работает наряду с обычным МКЭ и связанный с ним нагрев образца должен превосходить вызываемое последним охлаждение $-\Delta T_1$. Таким образом, можно предположить, что $\Delta T_{ан} = |\Delta T_1| + \Delta T_2$. Полевая зависимость определенной таким образом величины $\Delta T_{ан}$ приведена на рис. 2.

На наш взгляд, обнаруженный эффект является проявлением квантового характера процессов намагничивания и размагничивания в исследуемом метамагнетике. Рассмотрим более подробно процессы намагничивания и размагничивания $DyFeO_3$. В исследуемой области достаточно низких температур можно ограничиться рассмотрением нижних штарковских дублетов Dy^{3+} , волновые функции которых в системе координат с осью z , направленной вдоль соответствующей изинговской оси (рис. 1), имеют вид [2] $\Psi^{\pm} \approx |\pm 15/2\rangle$. В состояниях $|\pm 15/2\rangle$ моменты ионов Dy^{3+} составляют острый угол с направлением поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$. При $H > H_c$ расщепление основного дублета ионов Dy^{3+} можно представить в виде

$$\Delta E_{\mu}(H) = \Delta E_3^{\mu} + \Delta E_0^{\mu}, \quad (1)$$

где

$$\Delta E_3^{\mu} = 2\hat{g}_{\mu n}(Dy^{3+})\mu_B |\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}_{\mu}|,$$

$$\Delta E_0^{\mu} = -2\hat{g}_{\mu n}(Dy^{3+})\mu_B |(H_{ex} + H_{MD})n_{\mu}|. \quad (2)$$

Здесь $\mu=1, \dots, 4$ — номер подрешетки Dy^{3+} ; \mathbf{n}_{μ} — орт изинговской оси; $\hat{g}_{\mu n}$ — соответствующая ей компонента g -тензора; H_{ex} , H_{MD} — обменное и

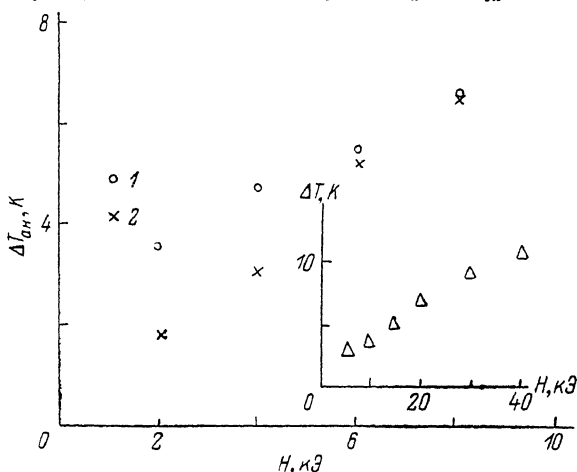


Рис. 2. Полевая зависимость обычного и аномального МКЭ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ -оси).

1 — теория, 2 — эксперимент.

магнитодипольное поля, связанные с взаимодействием ионов Dy^{3+} . Насыщение магнитных моментов Dy^{3+} в достаточно большом внешнем поле происходит при $\Delta E_{\mu}(H) \gg k_B T$ когда больцмановский фактор $\exp\{-\Delta E_{\mu}(H)/k_B T\}$, определяющий заселенность возбужденного уровня $|\pm 15/2\rangle$, момент которого образует тупой угол с полем $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, становится малым. Вероятность образования зародышей антиферромагнитной (парамагнитной) фазы при размагничивании системы можно оценить аналогично [4]

$$p \approx \exp\left\{-\frac{16\pi}{3} \frac{\sigma^3}{\Delta\Phi^2 k_B T}\right\}, \quad (3)$$

где σ — поверхностная плотность энергии границы зародыша (для рассматриваемых квазиизинговских ионов Dy^{3+} в $DyFeO_3$ $\sigma \approx k_B T_{N_2}/\delta^2$; δ — ширина границы, имеющая величину порядка постоянной решетки a), $\Delta\Phi \approx k_B T_{N_2}/a^3$ — разность плотности энергий ферромагнитной структуры и антиферромагнитной (парамагнитной) фаз. При этом вероятность образования зародышей по механизму термической активации [4] $p \approx \exp\{-16\pi T_{N_2}/3T\}$. Для температур $T \approx 5 \div 10$ К $p \approx 10^{-6} \div 10^{-3}$ с $^{-1}$. Таким образом, в случае достаточно быстрого уменьшения поля H при размагничивании большая часть ионов Dy^{3+} остается в метастабильном возбужденном состоянии $|\pm 15/2\rangle$ (рис. 3), т. е. происходит инверсия заселенно-

стей уровней $|\pm 15/2\rangle$ и ионы Dy^{3+} запасают энергию $\sim \Delta E_0/\text{ион}$. Следовательно, импульсное размагничивание в рассматриваемом случае производит эффект, аналогичный оптической накачке. Вследствие малой вероятности прямых магнитодипольных переходов между уровнями $|\pm 15/2\rangle \rightarrow |\mp 15/2\rangle$ [5] запасенная энергия ΔE_0 не излучается, а в основном передается фононной подсистеме, вызывая нагрев образца

$$\Delta T_{\text{ан}}(H) = \Delta T_{\text{ан}}^{\text{max}} \{1 - \exp[-\Delta E_{\mu}(H)/k_B T]\},$$

$$\Delta T_{\text{ан}}^{\text{max}} = N \Delta E_0 / C_p, \quad (4)$$

где N — число ионов Dy^{3+} ; C_p — теплоемкость $DyFeO_3$; экспоненциальный фактор учитывает истинную заселенность уровней $|\mp 15/2\rangle$ при $H >$

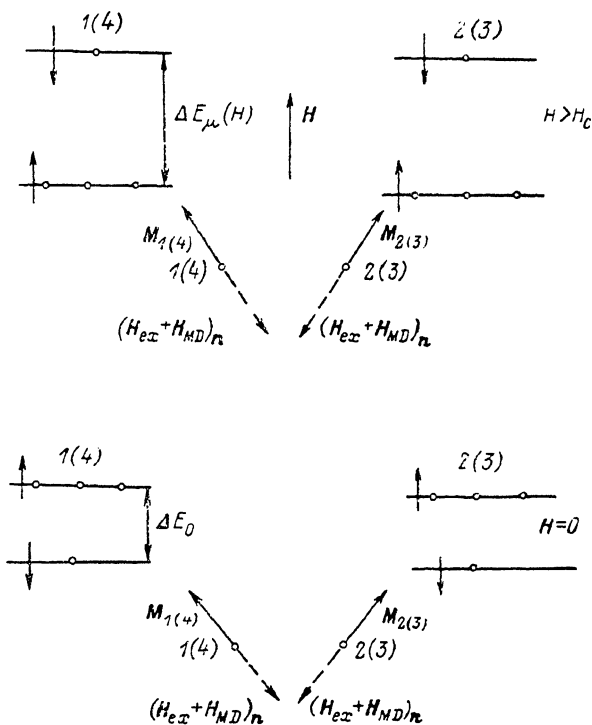


Рис. 3. Схематическое изображение инверсии заселенностей энергетических уровней ионов Dy^{3+} при импульсном размагничивании.

H_c , вследствие которой соответствующие ионы Dy^{3+} не запасают энергию, поскольку при включении поля оказываются в основном состоянии $|\mp 15/2\rangle$. При $H \rightarrow \infty$ $\Delta T_{\text{ан}} \rightarrow \Delta T_{\text{ан}}^{\text{max}}$. Для характерных в $DyFeO_3$ значений ΔE_0 , C_p [6] $\Delta T_{\text{ан}}^{\text{max}} \approx 10$ К, что согласуется с экспериментальными данными. Уменьшение поля сопровождается уменьшением $\Delta T_{\text{ан}}$. На рис. 2 проведено сопоставление экспериментальных и рассчитанных по (4) значений $\Delta T_{\text{ан}}$ (при этом предполагалось, что $\Delta E_0/k_B \approx T_{N_2} = 3.5$ К [2]).

В заключение выражаем искреннюю благодарность за полезные дискуссии К. П. Белову и А. М. Кадомцевой.

Список литературы

- [1] Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. С. 1032.
- [2] Gorodetsky G., Sharon B., Shtrikman S. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. P. 1371—1372.
- [3] Тишин А. М. // Автореф. канд. дис. М., МГУ, 1988. С. 13.

- [4] Нечипоренко И. Н. // ФНТ. 1975. Т. 1. № 11. С. 1481—1495.
 [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. С. 752.
 [6] Berton A., Sharon B. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. P. 1367—1368.

Московский государственный
 университет им. М. В. Ломоносова
 Москва

Поступило в Редакцию
 22 сентября 1988 г.
 В окончательной редакции
 6 января 1989 г.

УДК 537.94

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОЙ P, T -ДИАГРАММЫ НЕСОРАЗМЕРНОГО СЕГНЕТОЭЛАСТИКА Cs_2HgBr_4 МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ

О. Г. Влох, А. В. Китык, О. М. Мокрый,
 В. В. Кириленко, И. Д. Олексеюк, С. А. Пирого

Кристаллы Cs_2HgBr_4 являются представителями обширной группы кристаллов A_2BX_4 со структурой типа $\beta-K_2SeO_4$ при комнатной температуре. При охлаждении они претерпевают последовательность ряда фазовых переходов из исходной параэластической фазы (ПФ) с симметрией

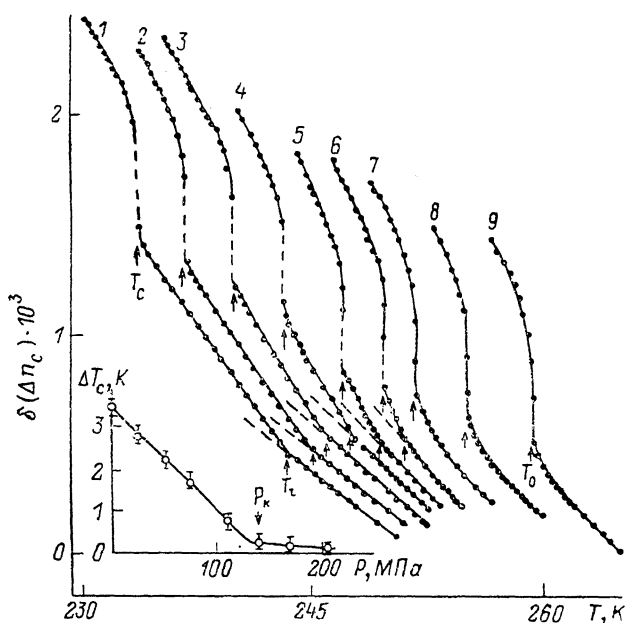


Рис. 1. Изобарические температурные зависимости оптического двуупреломления $\delta(\Delta n_c)$ кристалла Cs_2HgBr_4 при различных значениях гидростатического давления.

P , МПа: 1 — 0.1, 2 — 25, 3 — 50, 4 — 75, 5 — 110, 6 — 125, 7 — 140, 8 — 170, 9 — 205.
 На вставке — барическая зависимость температурного гистерезиса перехода СФ—НФ.

$Pn1a$ при $T_c=243$ К в несоизмерную фазу (НФ), при $T_c=230$ К — в собственную сегнетоэластическую соизмерную фазу (СФ) с симметрией $P2_1/n11$, при $T_{L1}=165$ К — в собственную сегнетоэластическую фазу с симметрией $P\bar{1}$ и при $T_{L2}=85$ К — в фазу с симметрией $P\bar{1}$ и удвоенным периодом элементарной ячейки вдоль b -оси кристалла [1-4]. Темпера-