Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 956–965 УДК 537.63

Перемагничивание орторомбического нецентроантисимметричного антиферромагнетика $DyFeO_3$

С. Л. Гнатченко, А. Б. Чижик, В. А. Бедарев, Н. Ф. Харченко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
e-mail:gnatchenko@ilt.rharkov.ua

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1995 г.

Проведены визуальные и магнитооптические исследования процесса перемагничивания нецентроантисимметричного орторомбического антиферромагнетика (АФМ) $DyFeO_3$. Энергетическая неэквивалентность коллинеарных АФМ состояний создавалась в наклонном поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ вследствие явления квадратичного намагничивания. Построена диаграмма АФМ состояний исследуемого кристалла в наклонном поле и определена энергия коэрцитивности АФМ доменных границ $E_c \approx 1{,}1 \cdot 10^2$ эрг/см^3 ($T = 21$ K). Вследствие низкой коэрцитивности АФМ доменных границ заметное влияние на процесс перемагничивания $АФМ^+ \leftrightarrow АФМ^-$ в $DyFeO_3$ оказывают имеющиеся в кристалле упругие напряжения, индуцирующие пьезомагнитный момент. Величина упругих напряжений в исследуемом кристалле, по оценкам, составляла 50–100 кГ/см^2.

Проведено візуальні і магнітооптичні дослідження процесу перемагнічування нецентроантисиметричного орторомбічного антиферомагнетика (АФМ) $DyFeO_3$. Енергетична нееквівалентність колінеарних АФМ станів створювалась в нахиленому полі $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ внаслідок явища квадратичного намагнічування. Побудовано діаграму АФМ станів кристала, що досліджувався в нахиленому полі, і визначено енергію коерцитивності АФМ доменних стінок $E_c \approx 1{,}1 \cdot 10^2$ ерг/см^3 ($T = 21$ K). Внаслідок низької коерцитивності АФМ доменних стінок пружні напруги, які існують в кристалі та індукують п'єзомагнітний момент, помітно впливають на процес перемагнічування $АФМ^+ \leftrightarrow АФМ^-$ в $DyFeO_3$. Величина пружних напруг в кристалі, що досліджувався, згідно з оцінками, складала 50–100 кГ/см^2.

Изучение перемагничивания антиферромагнетиков (АФМ) позволяет выяснить условия возникновения энергетической неэквивалентности АФМ состояний, установить закономерности образования АФМ доменных структур (ДС), определить коэрцитивность АФМ доменных границ (ДГ). Представляя интерес с точки зрения физики антиферромагнетиков, получаемая в процессе таких исследований информация важна также для развития методов управляемого доменообразования в антиферромагнетиках и монодоменизации АФМ кристаллов. Необходимость монодоменизации АФМ часто возникает при проведении физических экспериментов, поскольку многие физические свойства АФМ кристаллов зависят от ориентации вектора антиферромагнетизма.

Процесс перемагничивания антиферромагнетиков наиболее сложно исследовать для коллинеарных (time inversed) АФМ состояний, имеющих противоположные ориентации подрешеточных магнитных моментов. Коллинеарные домены в антиферромагнетиках, не имеющих в качестве операции симметрии центра антиинверсии $\overline{1}'$, можно визуально наблюдать с помощью метода, использующего дифракцию поляризованных нейтронов [1,2], и с помощью магнитооптических методов [3,4]. Трудности визуального наблюдения коллинеарных АФМ доменов осложняются при изучении процесса перемагничивания трудностями создания энергетической неэквивалентности таких АФМ состояний [5]. Для создания неэквивалентности коллинеарных доменов $АФМ^+$ и $АФМ^-$ в кристаллах без центра антиинверсии используют линейный пьезомагнитный эффект [6] или явление квадратичного по полю H намагничивания [7]. До настоящего времени процесс перемагничивания нецентроантисимметричных антиферромагнетиков исследовался только в тетрагональных кристаллах CoF_2 и FeF_2 [8], принадлежащих к точечной магнитной группе $4/mmm$.

Целью настоящей работы является изучение перемагничивания в орторомбическом антиферромагнетике $DyFeO_3$, не имеющем центра антиинверсии. Диспрозиевый ортоферрит находится в АФМ состоянии при температурах ниже точки Мо-

© С. Л. Гнатченко, А. Б. Чижик, В. А. Бедарев, Н. Ф. Харченко, 1995

рина $T_M \approx 49$ K (в области $T_M < T < T_N$, где $T_N \approx 650$ K — точка Нееля, $DyFeO_3$ — слабый ферромагнетик (СФМ)). Магнитная симметрия $DyFeO_3$ в АФМ состоянии описывается точечной магнитной группой mmm, а вектор антиферромагнетизма кристалла ориентирован вдоль оси b.

В настоящей работе приведены результаты исследования процесса перемагничивания, вызываемого в АФМ ортоферрите диспрозия наклонным магнитным полем $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$, имеющим проекции на все ромбические оси кристалла, выявлены причины возникновения энергетической неэквивалентности состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$, построена диаграмма АФМ состояний $DyFeO_3$ в наклонном поле и определена величина коэрцитивности АФМ доменных границ.

Экспериментальная методика

Перемагничивание $DyFeO_3$ исследовалось в образце, представлявшем собой монокристаллическую пластинку толщиной около 40 мкм, вырезанную перпендикулярно оптической оси кристалла, которая расположена в плоскости bc под углом $V \approx 30°$ к оси b. Образец помещался в оптический гелиевый криостат внутри соленоидов на хладопроводе и находился в вакууме. Магнитное поле создавалось двумя сверхпроводящими соленоидами, оси которых ориентированы взаимно перпендикулярно. Один из соленоидов создавал поле, перпендикулярное исследуемой пластинке $DyFeO_3$, а второй — поле, ориентированное в плоскости пластинки. Поле первого соленоида (в дальнейшем обозначаемое $H_{(yz)}$) было направлено вдоль оптической оси кристалла и имело проекции H_y и H_z на оси b ∥ y и c ∥ z соответственно. Второй соленоид создавал поле H_x, направление которого совпадало с осью a. Имелась возможность поворачивать образец в охлажденном состоянии вокруг оси, перпендикулярной плоскости пластинки. Это позволяло изменять направление поля, создаваемого вторым соленоидом в плоскости образца, и ориентировать его с точностью $\approx 1°$ вдоль оси a, наблюдая за поведением СФМ доменов при $T > T_M$ в отсутствие поля, создаваемого первым соленоидом. При совпадении направления поля в плоскости образца с осью a перемагничивание $DyFeO_3$ в СФМ состоянии не наблюдается при выключенном первом соленоиде, так как отсутствует составляющая магнитного поля вдоль оси c, в направлении которой ориентирован магнитный момент кристалла. Максимальные поля, которые можно было получать с помощью первого и второго соленоидов, не превышали 40 кЭ и 30 кЭ соответственно. Температура образца в процессе исследований измерялась термопарой медь-константан.

Исследования процесса перемагничивания $DyFeO_3$ проводились методом визуальных наблюдений АФМ ДС образца, а также путем измерений полевых зависимостей углов вращения плоскости поляризации света. На кристалл, вырезанный перпендикулярно оптической оси, падал линейно поляризованный свет. При распространении света вдоль оптической оси его поляризация, как известно, не должна изменяться. Неточность ориентации пластинки (ориентация оптических осей зависит от длины волны света и температуры кристалла) приводила в результате появления естественного и спонтанного магнитного линейного двупреломления к небольшим изменениям параметров поляризации прошедшего света — появлению эллиптичности и повороту эллипса поляризации. Как будет показано ниже, магнитное поле индуцирует в АФМ $DyFeO_3$ несколько магнитооптических эффектов, которые приводят к изменению эллиптичности и повороту эллипса поляризации света. Различие в изменении параметров поляризации света для состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$ возникает в магнитном поле вследствие линейного магнитооптического эффекта (ЛМОЭ). Для изучения процесса перемагничивания использовалось вращение оси эллипса поляризации света, различное в состояниях $АФМ^+$ и $АФМ^-$.

Визуальные наблюдения ДС проводились с помощью поляризационного микроскопа. В качестве источника света применялась дуговая ксеноновая лампа. Плоскость поляризации падающего света как в случае визуальных наблюдений, так и в случае измерений совпадала с плоскостью bc кристалла, т.е. была параллельна главной плоскости оптической индикатрисы. Отметим, что контраст АФМ ДС слабо зависел от ориентации плоскости поляризации падающего света, что свидетельствовало о малости угла между вектором распространения света и оптической осью кристалла. В магнитном поле эллиптичность прошедшего света мало изменялась, что позволяло использовать при наблюдении АФМ доменов только линейный анализатор света. Введение перед линейным анализатором фазовой пластинки $\lambda/4$ не приводило к заметному улучшению контраста АФМ ДС.

Измерения полевых зависимостей азимута плоскости (эллипса) поляризации света проведены на магнитооптической установке с использованием модуляции света по плоскости поляризации и синхронного детектирования сигнала. В качестве источника света при этих измерениях применялся He–Ne лазер с длиной волны 6 328 Å.

Визуализация антиферромагнитных доменов

Антиферромагнитная доменная структура в ортоферрите диспрозия наблюдалась ранее в пластинке, вырезанной перпендикулярно оси c, в поле $\mathbf{H} \parallel c$ [9]. В работе [9] проведено теоретическое рассмотрение и экспериментальное исследование ЛМОЭ, позволяющего визуализировать АФМ домены. В наклонном поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ используемом для перемагничивания $DyFeO_3$, магнитооптика существенно усложняется. Поэтому рассмотрим вначале магнитооптические эффекты и проанализируем изменения поляризации света, прошедшего через кристалл, для поля $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ и направления распространения света вдоль оптической оси.

Компоненты тензора диэлектрической непроницаемости η_{ij}, описывающие двупреломление линейно поляризованного света в антиферромагнетике, принадлежащем к точечной магнитной группе mmm и помещенном в магнитное поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$, можно представить в виде

$$\begin{aligned}
\eta_{xx} &= \eta^0_{xx} + c_{xxxx}H_x^2 + c_{xxyy}H_y^2 + c_{xxzz}H_z^2 ;\\
\eta_{yy} &= \eta^0_{yy} + \eta_{yyxx}H_x^2 + c_{yyyy}H_y^2 + c_{yyzz}H_z^2 ;\\
\eta_{zz} &= \eta^0_{zz} + c_{zzxx}H_x^2 + c_{zzyy}H_y^2 + c_{zzzz}H_z^2 ; \qquad (1)\\
\eta_{yz} &= q_{yzx}H_x + c_{yzyz}H_yH_z ;\\
\eta_{xz} &= q_{xzy}H_y + c_{xzxz}H_xH_z ;\\
\eta_{xy} &= q_{xyz}H_z + c_{xyxy}H_xH_y .
\end{aligned}$$

Линейный магнитооптический эффект описывается линейными по H членами $q_{ij\alpha}H_\alpha$, где $q_{ij\alpha}$ — компоненты аксиального c-тензора, изменяющие знак при изменении направления вектора антиферромагнетизма на противоположное. Вид матрицы тензора $q_{ij\alpha}$ для точечной магнитной группы mmm приведен в [4,9]. Члены $c_{ij\alpha\beta}H_\alpha H_\beta$ описывают квадратичное по H двупреломление линейно поляризованного света — эффект Фогхта, а компоненты η^0_{ij} — естественное и спонтанное магнитное линейное двупреломление. Как видно из приведенных соотношений (1), магнитное поле вызывает деформацию оптической индикатрисы вдоль всех трех главных ее осей и одновременно поворот индикатрисы вокруг каждой из ромбических осей кристалла.

Будем считать, что в отсутствие магнитного поля свет распространяется вдоль оптической оси кристалла. Сечение оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной направлению распространения света, при $H = 0$ является окружностью. Найдя сечение этой поверхности той же плоскостью при $H \neq 0$, можно определить величину линейного двупреломления Δn, а также угол α между плоскостью поляризации медленной нормальной световой моды и bc плоскостью кристалла:

$$\Delta n \approx (n_{x0})^2\left[(\eta_{11} - \eta_{33})^2 + (2\eta_{13})^2\right]^{1/2} ; \qquad (2)$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = 2\eta_{13}/(\eta_{11} - \eta_{33}) , \qquad (3)$$

n_{x0} — показатель преломления при $H = 0$. Значения η_{13} и $(\eta_{11} - \eta_{33})$, входящие в выражения (2) и (3) для Δn и α, находим из соотношений

$$\eta_{13} = q_{xzy}H_y \cos V + q_{xyz}H_z \sin V + c_{xyxy}H_xH_y \sin V + c_{xzxz}H_xH_z \cos V ; \qquad (4)$$

$$\begin{aligned}
(\eta_{11} - \eta_{33}) = {} & (c_{xxxx} - c_{yyxx}\sin^2 V - c_{zzxx}\cos^2 V)H_x^2 +\\
& + (c_{xxyy} - c_{yyyy}\sin^2 V - c_{zzyy}\cos^2 V)H_y^2 +\\
& + (c_{xxzz} - c_{yyzz}\sin^2 V - c_{zzzz}\cos^2 V)H_z^2 +\\
& + q_{yzx}H_x \sin 2V + c_{yzyz}H_yH_z \sin 2V . \qquad (5)
\end{aligned}$$

Кроме линейного двупреломления, магнитное поле индуцирует также циркулярное двупреломление, вызывающее поворот плоскости поляризации света и описываемое антисимметричной частью тензора диэлектрической проницаемости ${}^a\varepsilon_{ij}$. Отметим, что в поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ в исследуемом кристалле кроме эффекта Фарадея, описываемого членом $f_{ij\alpha}H_\alpha$, где $f_{ij\alpha}$ — компоненты аксиального i-тензора, может наблюдаться квадратичное по H вращение плоскости поляризации света [4], описываемое членом $B_{ij\alpha\beta}H_\alpha H_\beta$, где $B_{ij\alpha\beta}$ — компоненты полярного c-тензора. Компоненты тензора $B_{ij\alpha\beta}$ изменяют знак при изменении АФМ состояния нецентроантисимметричного антиферромагнетика, что позволяет также использовать этот эффект для визуализации коллинеарных АФМ доменов в таких кристаллах. В $DyFeO_3$ квадратичное магнитное вращение еще не исследовано.

Учитывая, что магнитное поле индуцирует в кристалле как линейное, так и циркулярное двупреломление, угол поворота эллипса поляризации можно найти, используя метод сферы Пуанкаре [4,10,11]

$$\operatorname{tg} 2(\lambda_1 - \lambda) =$$

$$= \frac{\sin 2\gamma \sin\Delta(1 + \operatorname{tg}^2 2\lambda) - (1 - \cos\Delta)\cos^2 2\gamma \operatorname{tg} 2\lambda}{\cos^2 2\gamma + \sin^2 2\gamma \cos\Delta + \operatorname{tg}^2 2\lambda \cos\Delta}, \quad (6)$$

где λ и λ_1 — азимуты плоскостей поляризации падающего и прошедшего света относительно направления поляризации медленной нормальной световой моды в магнитном поле; $\gamma = (1/2) \times \times \operatorname{arctg}(2\rho/\delta)$; $\Delta = (\delta^2 + 4\rho^2)^{1/2}$ — разность фаз между эллиптически поляризованными собственными модами, распространяющимися в кристалле; δ — разность фаз, обусловленная линейным двупреломлением; 2ρ — разность фаз, обусловленная циркулярным двупреломлением.

Для наблюдения АФМ доменов достаточно только поля $H_{(yz)}$. Найдем величину вращения эллипса поляризации света $\varphi = (\lambda_1 - \lambda)$ для состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$ в поле $+H_{(yz)}$ и $-H_{(yz)}$ для $H_x = 0$. При определении значения $(\lambda_1 - \lambda)$ учитываем, что $H_y = H_{(yz)} \cos V$ и $H_z = H_{(yz)} \sin V$. Знаки компонент тензора $q_{ij\alpha}$ противоположны в состояниях $АФМ^+$ и $АФМ^-$, а знак компонент тензора $c_{ij\alpha\beta}$ не зависит от АФМ состояния. Знак ρ не зависит от АФМ состояния (квадратичное по H вращение в рассматриваемом случае отсутствует) и изменяется при изменении направления поля на противоположное. При $H_x = 0$ для обоих АФМ состояний Δn и δ одинаковы и не зависят от направления поля, а угол α изменяет знак при изменении АФМ состояния или направления поля. При поляризации падающего света в bc-плоскости $\lambda = \alpha$. Знак λ определяется знаком α, изменение которого соответствует изменению направления поворота оптической индикатрисы вокруг оптической оси. С учетом вышесказанного из выражения (6) находим следующие значения для $(\lambda_1 - \lambda)$:

$$\begin{aligned}
&АФМ^+, +H_{(yz)}: \operatorname{tg} 2(\lambda_1 - \lambda) = a - b;\\
&АФМ^-, +H_{(yz)}: \operatorname{tg} 2(\lambda_1 - \lambda) = a + b;\\
&АФМ^+, -H_{(yz)}: \operatorname{tg} 2(\lambda_1 - \lambda) = -a + b;\\
&АФМ^-, -H_{(yz)}: \operatorname{tg} 2(\lambda_1 - \lambda) = -a - b;
\end{aligned} \quad (7)$$

a и b в выражениях (7) соответствуют первому и второму слагаемым в правой части выражения (6). Как видно из (7), во всех четырех случаях получены различные значения вращения эллипса поляризации света. Таким образом, в магнитном поле $H_{(yz)}$ с помощью линейного анализатора можно получить контраст между доменами $АФМ^+$ и $АФМ^-$ и визуально наблюдать доменную структуру. Отметим, что полученные значения $(\lambda_1 - \lambda)$ одинаковы по абсолютной величине, но имеют противоположные знаки в полях $+H_{(yz)}$ и $-H_{(yz)}$, если АФМ состояние кристалла остается неизменным. Для разных АФМ состояний в поле $H_{(yz)}$ значения $(\lambda_1 - \lambda)$ различаются по абсолютной величине.

Были проведены измерения полевых зависимостей вращения эллипса поляризации света в поле $\mathbf{H} = (0, H_y, H_z)$. На рис. 1 показаны зависимости $\varphi(H_{(yz)})$, измеренные для состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$ при двух противоположных направлениях поля. Полученные зависимости качественно согласуются с результатами проведенного выше анализа. Значения φ различаются в состояниях $АФМ^+$ и $АФМ^-$. В поле напряженностью ≈ 4 кЭ абсолютная величина разности вращений φ в состояниях $АФМ^+$ и $АФМ^-$ $|\varphi_+ - \varphi_-|$ достигает $\approx 0{,}6°$. Наблюдаемая небольшая асимметрия зависимостей $\varphi(H_{(yz)})$ в поле $+H_{(yz)}$ и $-H_{(yz)}$ может быть связана с наличием при $H = 0$ небольшого естественного двупреломления вследствие неточной ориентации пластинки перпендикулярно оптической оси, а также в выставлении плоскости поляризации падающего света параллельно bc-плоскости кристалла. Отметим, что ограничение интервала измерений зависимостей $\varphi(H_{(yz)})$ величиной поля 4 кЭ связано с переходом $DyFeO_3$ в этом поле в СФМ состояние.

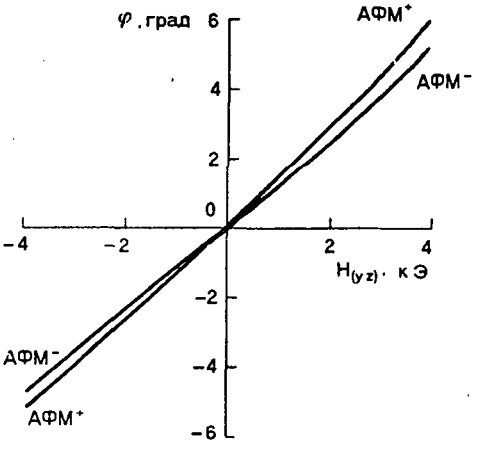

Рис. 1. Зависимость вращения эллипса поляризации света от напряженности магнитного поля $H_{(yz)}$ при $H_x = 0$ и $T = 21$ К для двух коллинеарных АФМ состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$. Измерения проведены для света с длиной волны 6 328 Å при $T = 21$ К.

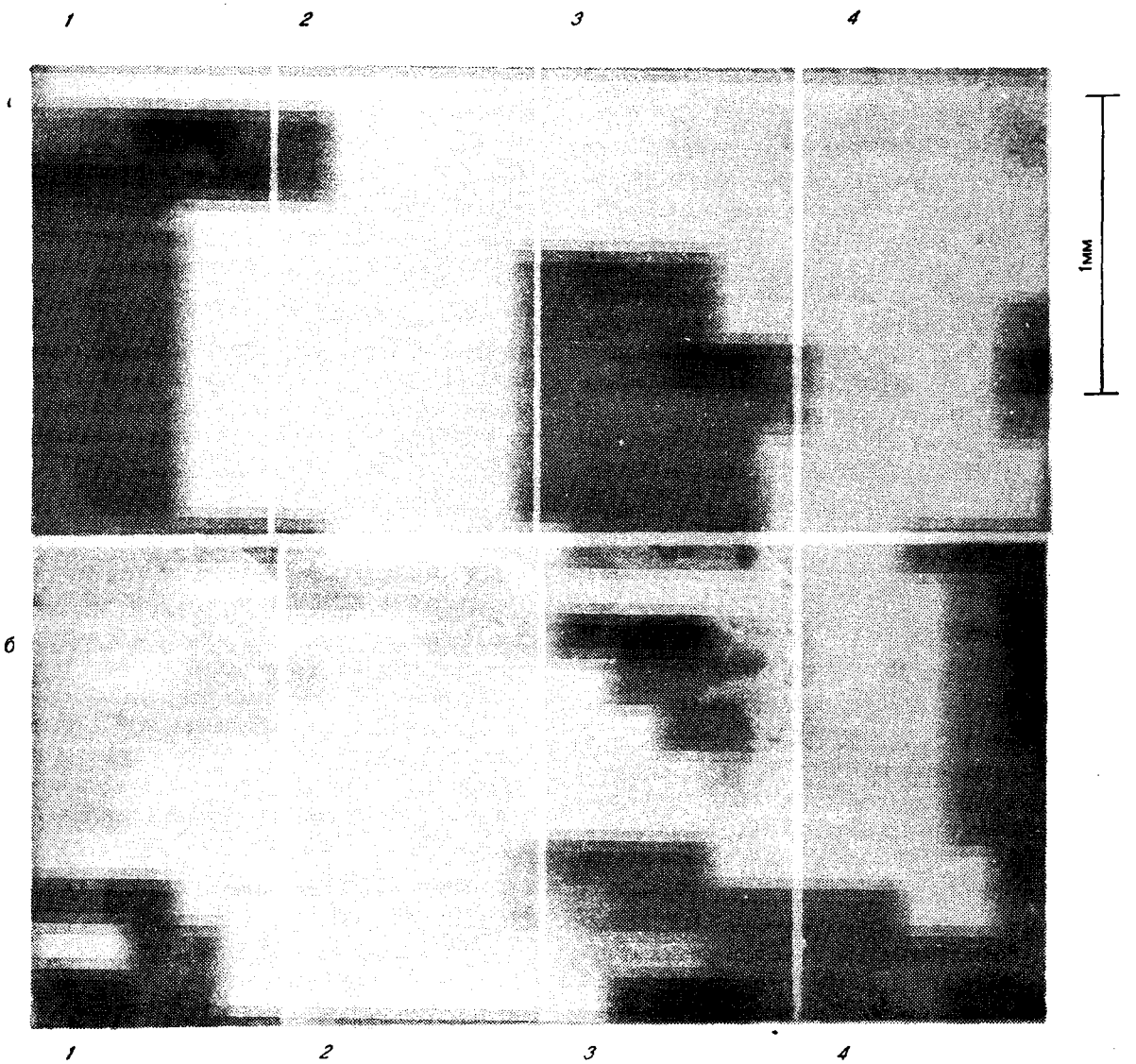

Рис. 2. Коллинеарные АФМ домены в пластинке $DyFeO_3$, наблюдавшиеся в процессе перемагничивания кристалла $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ в наклонном поле: $T = 21$ К, $H_{(yz)} = 3{,}3$ кЭ; H_x, кЭ: +1,4 (*1*); +1,45 (*2*); +1,6 (*3*); +1,8 (*4*) (*а*). $T = 21$ К (*1–3*), $H_{(yz)} = 3{,}3$ кЭ; H_x, кЭ:–1,2 (*1*); –1,4 (*2*), –1,6 (*3*); $T = 27$ К (*4*), $H_{(yz)} = 2{,}7$ кЭ, $H_x = +1{,}4$ кЭ (*б*).

На рис. 2 приведены фотографии АФМ ДС, наблюдавшейся в пластинке $DyFeO_3$, вырезанной перпендикулярно оптической оси, в процессе перемагничивания $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ в поле $H = (H_x, H_y, H_z)$. Приведенные фотографии получены при $H_x \neq 0$. Контраст ДС существенно не изменялся при выключении поля H_x. В поле $H = (0, H_y, H_z)$ визуально различимый контраст между АФМ доменами возникал при $H_{(yz)} \approx 1$ кЭ. Этому значению поля соответствует $|\varphi_+ - \varphi^-| \approx \approx 15'$ (рис .1). Заметим, что АФМ ДС визуально наблюдалась и фотографировалась в белом свете. При этом ее контраст усиливался за счет цветового контраста, обусловленного дисперсией магнитооптических эффектов и дисперсией поглощения света кристаллом.

Энергетическая неэквивалентность антиферромагнитных состояний и перемагничивание кристалла в наклонном поле

Для создания энергетической неэквивалентности коллинеарных АФМ состояний, необходимой для перемагничивания, в нецентроантисимметричных антиферромагнетиках используется, как уже отмечалось выше, линейный пьезомагнитный эффект или эффект квадратичного по полю намагничивания. С учетом этих эффектов для компонент магнитного момента можно записать выражение

$$m_i = \chi_{ij}^0 H_j + \chi_{ijk} H_j H_k + A_{ijk}\sigma_{jk} \ . \qquad (8)$$

Описывающий квадратичное намагничивание аксиальный c-тензор χ_{ijk}, симметричный относительно перестановки всех индексов, для точечной магнитной группы mmm имеет три равных отличных от нуля компоненты $\chi_{yzx} = \chi_{xzy} = \chi_{xyz}$. Матрица пьезомагнитного аксиального c-тензора Λ_{ijk}, симметричного относительно перестановки индексов j и k, совпадает с транспонированной матрицей тензора $q_{ij\alpha}$, описывающего ЛМОЭ. Тензор Λ_{ijk} имеет три не равные нулю компоненты Λ_{xyz}, Λ_{yxz}, Λ_{zxy}. Разность энергий состояний $АФМ^+$ и $АФМ^-$ в антиферромагнетике, принадлежащем к магнитной точечной группе mmm, в магнитном поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ при наличии упругих напряжений σ_{ij} определяется выражением

$$\Delta E = 6\chi_{xyz} H_x H_y H_z + 2\Lambda_{xyz}\sigma_{yz} H_x + \\ + 2\Lambda_{yxz}\sigma_{xz} H_y + 2\Lambda_{zxy}\sigma_{xy} H_z \ . \qquad (9)$$

Первый член в выражении (9) обусловлен квадратичным по полю намагничиванием, а последующие члены — пьезомагнитным эффектом. Для удобства сопоставления с экспериментом выражение (9) можно представить в виде

$$\Delta E = 3\chi_{xyz} H_x H_{(yz)}^2 \sin 2V + 2m_x^{(\sigma)} H_x + 2m_{(yz)}^{(\sigma)} H_{(yz)} \ , \qquad (10)$$

где $m_x^{(\sigma)} = \Lambda_{xyz}\sigma_{(yz)}$ и $m_{(yz)}^{(\sigma)} = \Lambda_{yxz}\sigma_{xz}\cos V + \Lambda_{zxy}\sigma_{xy}\sin V$ — пьезомагнитные моменты вдоль оси a и оптической оси соответственно. Перемагничивание антиферромагнетика, так же как и ферромагнетика, будет определяться двумя процессами — зарождением доменов энергетически выгодного магнитного состояния и смещением доменных границ. Оба эти процесса могут играть одинаковую роль при перемагничивании, или же один из них может стать определяющим.

Экспериментально процесс перемагничивания антиферромагнетика $DyFeO_3$ исследовался в наклонном поле $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ в отсутствие внешнего давления. Вначале вводилось поле $H_{(yz)}$, позволявшее визуализировать АФМ домены. Необходимо отметить, что введение поля $H_{(yz)}$ не приводило к заметному изменению существующей в образце АФМ ДС. Это свидетельствует о хорошей точности в ориентации этого поля параллельно bc-плоскости кристалла, т.е. об отсутствии заметной его составляющей вдоль оси a. Путем введения поля H_x образец переводился в однородное АФМ состояние. Изменение направления поля H_x на противоположное при неизменном направлении $H_{(yz)}$ приводит, согласно (10), к изменению в отсутствие упругих напряжений знака ΔE и соответственно к энергетической невыгодности существующего АФМ состояния. Медленно ($dH_x/dt \approx 10$–20 Э/с) вводя поле H_x противоположного направления, мы наблюдали и исследовали перемагничивание образца.

На рис. 2 приведены фотографии, иллюстрирующие процесс перемагничивания. При достижении некоторого критического значения поля H_x в образце наблюдалось образование доменов выгодного АФМ состояния (рис. 2,*а*, фото *1* и *2*). Зарождение доменов при заданном направлении поля H_x происходило, как правило, в одних и тех же участках образца. По мере увеличения H_x наблюдалось расширение уже существующих доменов выгодного АФМ состояния и образование новых доменов (рис.2,*а*, фото *3* и *4*). При достижении некоторого значения поля H_x образец становился однородным. Полевой интервал существования ДС $АФМ^+ + АФМ^-$ ΔH_x, также как и значение поля H_x, в котором начиналось перемагничивание, зависел от величины поля $H_{(yz)}$. С ростом $H_{(yz)}$ и H_x, и ΔH_x уменьшались. В среднем ширина интервала ΔH_x составляла около 600 Э. Границы между АФМ доменами в $DyFeO_3$, как видно из приведенных на рис. 2 фотографий, не связаны с определенными кристаллографическими направлениями.

На рис. 2,*б* (фото *1*–*3*) показан процесс обратного перемагничивания. В основных чертах процесс происходит так же, как описано выше, но образование доменов наблюдается в другой области образца, в той, где в первом случае перемагничивание заканчивалось. Увеличением температуры и скорости введения магнитного поля можно было добиться образования большего числа доменов, расположенных практически по всему образцу. На фото *4* (рис. 2,*б*) показана ДС, полученная при

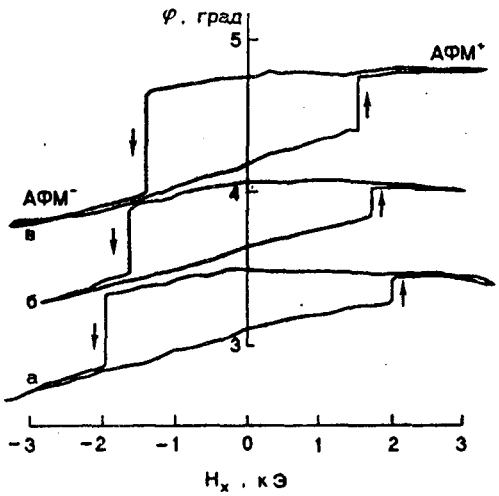

Рис 3. Зависимость вращения эллипса поляризации света от напряженности магнитного поля H_x. Измерения проведены в участке образца диаметром около 250 мкм при $T = 21$ К для света с длиной волны 6 328 Å. Участки резкого изменения φ соответствуют перемагничиванию $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ при $H_{(yz)}$, кЭ: 2,6 (*а*); 3,0 (*б*); 3,4 (*в*).

введении H_x (близкого к полю образования доменов выгодного состояния) со скоростью $dH_x/dt \approx$ ≈ 200 Э/с. Выключая поле H_x, можно было «заморозить» образовавшуюся структуру $АФМ^+ + АФМ^-$.

На рис. 3 приведены зависимости вращения эллипса поляризации света от напряженности магнитного поля H_x, измеренные при различных значениях поля $H_{(yz)}$. Зависимости $\varphi(H_x)$ измерялись в участке образца диаметром около 250 мкм, расположенном вдали от областей зарождения доменов. Участки плавного изменения φ на кривой $\varphi(H_x)$ соответствуют однородным состояниям исследуемой области образца, а участки резкого изменения φ — перемагничиванию $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$.

Анализ зависимостей $\varphi(H_x)$, приведенных на рис. 3, несколько сложнее, чем при $H_x = 0$. Тем не менее, используя формулы (2)–(6), можно показать, что в случае $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ все четыре значения угла поворота $\varphi(АФМ^+, +H_x)$, $\varphi(АФМ^-, +H_x)$, $\varphi(АФМ^+, -H_x)$, $\varphi(АФМ^-, -H_x)$ различаются по абсолютной величине. Этот вывод согласуется с экспериментальными зависимостями $\varphi(H_x)$ (рис. 3). Отметим также, что в рассматриваемом случае вклад в поворот эллипса поляризации может внести квадратичное вращение, изменяющее знак при изменении АФМ состояния кристалла. Компоненты вектора гирации g_i, обусловленные квадратичным вращением, определяются из соотношения $g_i = G_{ij\alpha}H_\alpha H_\beta$. Антисимметричный по перестановке всех индексов аксиальный c-тензор $G_{ij\alpha}$ для точечной магнитной группы mmm имеет три равных отличных от нуля компоненты $G_{xyz} = G_{xzy} = G_{yzx}$ [4]. При $H_x = 0$ имеется только одна компонента вектора гирации $g_x = G_{xyz}H_yH_z$ и квадратичное вращение для света, распространяющегося в bc-плоскости кристалла, отсутствует. При $H_x \neq 0$ все компоненты вектора гирации g_x, g_y, g_z отличны от нуля.

В соответствии с зависимостью $\varphi(H_x)$ полевой интервал существования АФМ ДС ΔH_x в участке образца, в котором измерялись эти зависимости, мал (рис. 3). С ростом поля $H_{(yz)}$ уменьшается поле H_x, в котором происходит перемагничивание $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$. На зависимостях $\varphi(H_x)$ заметно небольшое различие значений полей перемагничивания $+H_x$ и $-H_x$. Значения полей перемагничивания $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$, определяемые из зависимостей $\varphi(H_x)$, согласуются со значениями полей H_x, найденными при визуальном наблюдении образования доменов выгодного АФМ состояния для тех же значений поля $H_{(yz)}$. Тем не менее необходимо отметить, что движение АФМ ДГ в предварительно приготовленном состоянии $АФМ^+ + АФМ^-$ наблюдались и в значительно меньших полях, чем поля образования доменов. Это установлено как путем визуальных наблюдений, так и путем измерений зависимостей $\varphi(H_x)$.

На рис. 4 представлена зависимость $\varphi(H_x)$, которая измерялась следующим образом. В начальный

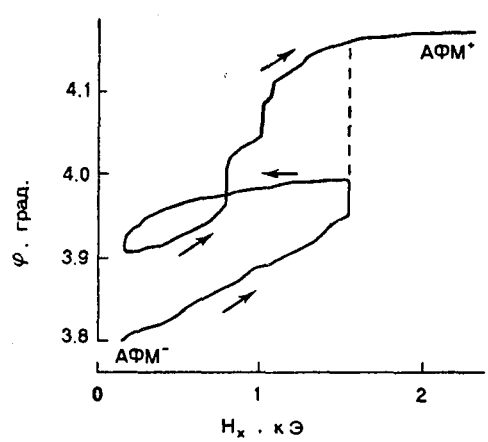

Рис. 4. Полевая зависимость вращения эллипса поляризации света, иллюстрирующая неравномерность движения АФМ доменной границы в процессе перемагничивания $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ полем H_x при $H_{(yz)} = 3{,}2$ кЭ. Пунктиром показан участок зависимости $\varphi(H_x)$, соответствующий перемагничиванию $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ при монотонном возрастании поля H_x.

момент в отсутствие поля H_x образец был однороден. Введение поля H_x вызывало перемагничивание $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$. В момент, когда АФМ ДГ появлялась в исследуемом участке образца, мы быстро уменьшали напряженность поля H_x. Появление нового энергетически выгодного АФМ состояния в участке образца, в котором проводились измерения, фиксировалось по началу более резкого изменения φ с полем (рис. 4). Уменьшение поля H_x почти до нуля приводило к «замораживанию» существующей АФМ ДС и остановке двигавшейся до этого АФМ ДГ. При последующем плавном введении H_x смещение АФМ ДГ происходило, как видно из рис. 4, в меньших полях. Наблюдалось как плавное, так и скачкообразное движение границы.

Проведенные измерения свидетельствуют о неравномерном движении АФМ стенок. В некоторых участках образца, в которых, по-видимому, имеются дефекты, создающие высокий барьер на пути движения АФМ ДГ, стенка задерживается и для ее срыва необходимо приложить достаточно большое поле. После срыва АФМ ДГ быстро движется в том же поле в бездефектной (менее дефектной) области образца до остановки на следующем дефекте. В проведенном эксперименте, результаты которого представлены на рис. 4, АФМ ДГ входит в исследуемый участок образца после срыва с дефекта и останавливается в момент резкого уменьшения поля H_x в бездефектной области образца. Отметим, что участок для проведения измерений выбирался путем визуальных наблюдений АФМ доменов. При повторном введении H_x стенка начинает движение в меньшем поле. На зависимости $\varphi(H_x)$ видны замедления в ее движении и срывы с дефектов, имеющихся на исследуемом участке. Коэрцитивность АФМ ДГ будет определяться дефектами, энергия взаимодействия стенки с которыми максимальна.

Коэрцитивность АФМ ДГ играет определяющую роль в процессе перемагничивания $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ в диспрозиевом ортоферрите. Энергетическая неэквивалентность АФМ состояний ΔE, необходимая для образования при перемагничивании зародыша критического радиуса, по-видимому, меньше или по крайней мере такой же величины, как и ΔE, необходимая для смещения АФМ ДГ. В противном случае должно было бы наблюдаться быстрое перемагничивание образца в поле, в котором возник зародыш критического радиуса. Это соответствовало бы прямоугольной петле гистерезиса в ферромагнетике. В наших же экспериментах после образования первых доменов выгодного АФМ состояния сосуществование доменов $АФМ^+$ и $АФМ^-$ наблюдается при дальнейшем увеличении поля H_x в интервале около 600 Э.

Диаграмма антиферромагнитных состояний в наклонном поле

На рис. 5 приведена диаграмма АФМ состояний $DyFeO_3$ в наклонном поле. Как уже отмечалось, АФМ ДС существовала в кристалле в некотором интервале полей ΔH_x при заданном поле $H_{(yz)}$. Экспериментальные точки на диаграмме соответствуют середине этого интервала и определялись при прохождении АФМ ДГ через выбранный участок в центре образца. На рис. 5 приведены две серии точек, полученные при одном направлении поля $H_{(yz)}$ для двух противоположных направлений поля H_x. Значения полей перемагничивания $+H_x$ и $-H_x$ при $H_{(yz)} = \text{const}$ несколько отличаются по абсолютной величине. Абсолютное значение $+H_x$ больше абсолютного значения $-H_x$.

Коэрцитивность АФМ ДГ не может характеризоваться полем коэрцитивности как в ферромагнетике. Для ее характеристики используется магнитное давление P_c, при котором начинается движение АФМ стенки, или соответствующая этому давлению энергия коэрцитивности E_c, равная разности энергий невыгодного и выгодного в поле АФМ состояний [4, 8]. Если допустить, что при перемагничивании (рис. 5) выполняется условие $E_c = \text{const}$, то, в соответствии с (10), в отсутствие упругих напряжений $E_c = 3\chi_{xyz}H_xH^2_{(yz)} \sin 2V$. Тогда, перестраивая экспериментальную кривую $H_{(yz)}(H_x)$ (рис .5) в координатах H_x^{-1}, $H^2_{(yz)}$, мы получаем линейную зависимость, которая приведена на рис. 6. При переходе к новым координатам учтено, что абсолютные величины поля перемагничивания различаются для двух противополож-

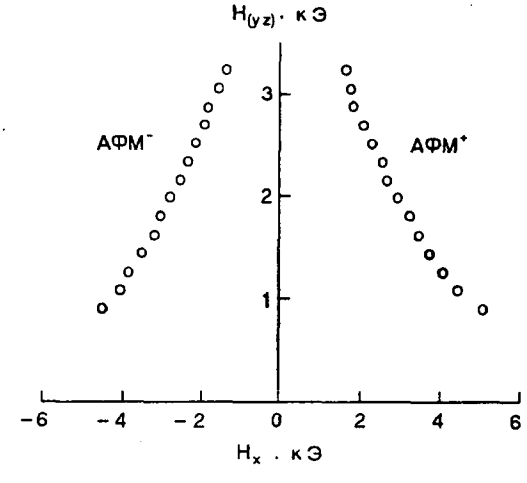

Рис. 5. Диаграмма АФМ состояний $DyFeO_3$ в наклонном поле $H = (H_x, H_y, H_z)$ при температуре $T = 21$ К

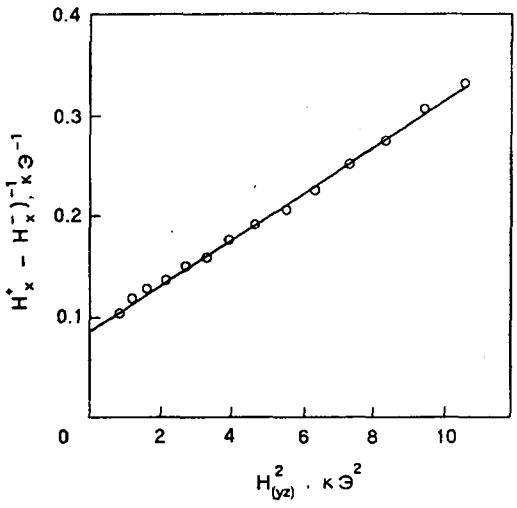

Рис. 6. Линия перемагничивания АФМ$^+ \Leftrightarrow$ АФМ$^-$, перестроенная в координатах H_x^{-1} от $H^2_{(yz)}$

ных направлений H_x. Вместо значения H_x взята величина $(H_x^+ - H_x^-)$, соответствующая удвоенному среднему значению поля H_x, в котором происходит перемагничивание АФМ$^+ \Leftrightarrow$ АФМ$^-$ ($H_x^+ = +H_x$, $H_x^- = -H_x$). Экспериментальные точки на рис. 6 действительно ложатся на прямую. Однако полученная прямая не проходит через начало координат, как это должно быть в случае, если энергетическая неэквивалентность доменов АФМ$^+$ и АФМ$^-$ обусловлена только явлением квадратичного намагничивания.

Возникшее расхождение можно объяснить, учитывая возможность существования в кристалле неконтролируемых внутренних упругих напряжений. В этом случае, используя (10), для $H_x^\pm$ находим

$$H_x^\pm = \frac{E_c^\pm - 2m^{(\sigma)}_{(yz)} H_{(yz)}}{(3\chi_{xyz} H^2_{(yz)} \sin 2V + 2m_x^{(\sigma)})}, \qquad (11)$$

где $E_c^+ = +E_c$, а $E_c^- = -E_c$. При нахождении (11) учтено, что изменение направления поля H_x на противоположное приводит к изменению знака E_c. Наличие в кристалле упругих напряжений приводит, как следует из (11), к неравенству абсолютных значений H_x^+ и H_x^-, что объясняет полученную в эксперименте асимметрию зависимостей $H_{(yz)}(H_x^+)$ и $H_{(yz)}(H_x^-)$ (рис. 5) относительно линии $H_x = 0$.

Используя (11), нетрудно получить

$$(H_x^+ - H_x^-) = \frac{2E_c}{(3\chi_{xyz} H^2_{(yz)} \sin 2V + 2m_x^{(\sigma)})}, \qquad (12)$$

$$(H_x^+ + H_x^-) = \frac{-2m^{(\sigma)}_{(yz)} H_{(yz)}}{(3\chi_{xyz} H^2_{(yz)} \sin 2V + 2m_x^{(\sigma)})}. \qquad (13)$$

В соответствии с (12), $(H_x^+ - H_x^-)^{-1} = AH^2_{(yz)} + B$, где $A = 3\chi_{xyz} \sin 2V / 2E_c$, а $B = m_x^{(\sigma)}/E_c$. Полученная зависимость согласуется с экспериментальной, приведенной на рис. 6.

В работе [12] проведены теоретические и экспериментальные исследования линейной по **H** магнитострикции в АФМ $DyFeO_3$, измерена сдвиговая деформация $\varepsilon_{xy} = p_{xyz} H_z$ и найдена константа линейной магнитострикции p_{xyz}, знак которой изменяется при изменении ориентации вектора антиферромагнетизма на противоположную. Используя результаты этой работы, можно определить константу $\chi_{xyz} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ Гс/Э^2, характеризующую квадратичное намагничивание, и пьезомагнитный модуль $\Lambda_{xyz} \approx 1 \cdot 10^{-10}$ Гс·см^2/дин для $DyFeO_3$. Зная значение χ_{xyz} и находя из эксперимента A, определяем энергию коэрцитивности АФМ ДГ в $DyFeO_3$ $E_c \approx 1{,}1 \cdot 10^2$ эрг/см^3 ($P_c \approx$ $\approx 1{,}1 \cdot 10^2$ дин/см^2).

Экспериментальные исследования перемагничивания АФМ$^+ \Leftrightarrow$ АФМ$^-$ в $DyFeO_3$ были выполнены в области температур 20 K < T < 30 K. Полученные диаграммы АФМ состояний мало изменяются в этом температурном интервале. Все экспериментальные зависимости $H_{(yz)}(H_x)$ описываются выражением (12). С ростом температуры наблюдалось уменьшение энергии коэрцитивности АФМ ДГ.

Определяя из эксперимента значения B и E_c, а также предполагая, что пьезомагнитный модуль Λ_{xyz} совпадает по порядку величины с модулем Λ_{zxy}, можно оценить упругие напряжения σ_{yz} в кристалле, влияющие на процесс перемагничивания АФМ$^+ \Leftrightarrow$ АФМ$^-$. В исследуемом интервале температур были получены значения $\sigma_{yz} \approx 50$–100 кГ/см^2. По экспериментальным значениям H_x^+ и H_x^-, используя выражение (13), в предположении, что все три отличные от нуля компоненты тензора Λ_{ijk} имеют один порядок величины, можно оценить упругие напряжения σ_{xz} и σ_{xy}, приводящие к асимметрии зависимостей $H_{(yz)}(H_x^+)$ и $H_{(yz)}(H_x^-)$ на диаграмме АФМ состояний (рис. 5). Полученные значения этих напряжений совпадают по порядку величины с σ_{yz}. Отметим, что упругие напряжения σ_{xz} и σ_{xy} величиной ≈ 100 кГ/см^2

индуцируют в $DyFeO_3$ пьезомагнитный момент, недостаточный для создания в полях $H_{(yz)} \lesssim 4$ кЭ магнитного давления на АФМ ДГ, превышающего P_c. Эта оценка согласуется с отсутствием изменений АФМ ДС в ортоферрите диспрозия в полях $H_{(yz)} \lesssim 4$ кЭ при $H_x = 0$, наблюдаемым в эксперименте. Из полученных экспериментальных зависимостей $(H_x^+ - H_x^-)^{-1} = AH_{(yz)}^2 + B$, используя (12), нетрудно определить отношение $m_x^{(\chi)}/m_x^{(\sigma)}$, где $m_x^{(\chi)} = (\chi_{xyz} H_{(yz)}^2 \sin 2V)/2$ — магнитный момент, обусловленный квадратичным намагничиванием. Согласно проведенным оценкам, роль имеющихся в кристалле упругих напряжений при перемагничивании $АФМ^+ \Leftrightarrow АФМ^-$ возрастает с понижением температуры. При повышении же температуры выше 30 К, когда влияние упругих напряжений уменьшается, не удается достигнуть полного перемагничивания $DyFeO_3$ из-за перехода кристалла в СФМ состояние (поле перехода АФМ ⇔ СФМ понижается с ростом температуры, обращаясь в нуль при $T = T_M \approx 49$ К). Отметим, что наличие неоднородных по образцу упругих напряжений может привести к наблюдавшемуся в эксперименте неравномерному движению АФМ ДГ вследствие изменения магнитного давления, обусловленного пьезомагнитным эффектом при смещении стенки по образцу.

Полученное для $DyFeO_3$ значение энергии коэрцитивности АФМ ДГ $E_c \approx 1{,}1 \cdot 10^2$ эрг/см^3 ($T = 21$ К) почти на два порядка меньше энергии коэрцитивности АФМ стенки $E_c \approx 9 \cdot 10^3$ эрг/см^3 ($T = 20$ К) в ранее исследовавшемся нецентроантисимметричном антиферромагнетике CoF_2 [8]. В связи с этим становится понятным заметное влияние имеющихся в кристалле упругих напряжений на процесс перемагничивания в $DyFeO_3$. Согласно P–H-диаграмме АФМ состояний CoF_2 [8], напряжения $\sigma_{xy} \approx 100$ кГ/см^2 могут привести к смещению АФМ ДГ при $H_z \gtrsim 25$ кЭ. В $DyFeO_3$, в соответствии с проведенными оценками, такие же упругие напряжения достаточны для создания давления на АФМ стенку, превышающего P_c, в поле около 5 кЭ.

Полученные экспериментальные результаты по перемагничиванию АФМ $DyFeO_3$ находят вполне удовлетворительное объяснение, если наряду с механизмом квадратичного намагничивания учитывается вклад в энергетическую неэквивалентность АФМ доменов пьезомагнитного момента, индуцируемого имеющимися в кристалле упругими напряжениями. Необходимо отметить, что отклонение зависимости $H_{(yz)}(H_x)$ от ожидавшейся зависимости $H_x H_{(yz)}^2 = \text{const}$ может быть частично вызвано нарушением условия постоянства энергии коэрцитивности на линии $H_{(yz)}(H_x)$ диаграммы состояний, из-за изменения угла разворота вектора антиферромагнетизма в АФМ ДГ. Однако такие изменения структуры АФМ ДГ не могут привести к наблюдавшейся в эксперименте (рис. 5) на диаграмме состояний асимметрии зависимостей $H_{(yz)}(H_x^+)$ и $H_{(yz)}(H_x)$ относительно линии $H_x = 0$.

Исследования выполнены при частичной поддержке Международного научного фонда (грант N 90 000) и Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий (проект №2, 3/600).

1. M. Schlenker and J. Baruchel, *J. Appl. Phys.*, 49, 1996 (1978).
2. J. Baruchel, M. Schlenker, and S. B. Palmer, *Nondestr. Test. Eval.*, 5, 349 (1990).
3. Н. Ф. Харченко, В. В. Еременко, Л. И. Белый, *Письма в ЖЭТФ*, 29, 392 (1979).
4. В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, В. М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова думка, Киев (1989).
5. W. P. Wolf, *J. Magn. Magn. Mater.*, 90–91, 197 (1990).
6. А. С. Боровик-Романов, *ЖЭТФ* 38, 1088 (1960).
7. S. Shtrikman and D. Treves, *Proc. Intern. Conf. on Magnetism* (Nottingham, 1965), London, 484 (1965).
8. А. В. Бибик, Н. Ф. Харченко, С. В. Петров, *ФНТ* 15, 1280 (1989).
9. Н. Ф. Харченко, С. Л. Гнатченко, *ФНТ* 7, 475 (1981).
10. G. N. Ramachandran and S. Ramaseshan, *J. Opt. Soc. Amer.* 42, 49 (1952).
11. H. G. Jerrard, *J. Opt. Soc. Amer.* 44, 634 (1954).
12. А. К. Звездин, И. А. Зорин, А. М. Кадомцева, И. Б. Крынецкий, А. С. Москвин, А. А. Мухин, *ЖЭТФ* 88, 1098 (1985).

Staggered magnetization reversal of orthorhombic noncentroantisymmetric antiferromagnet $DyFeO_3$

S. L. Gnatchenko, A. B. Chizhik, V. A. Bedarev, and N. F. Kharchenko

This paper is concerned with visual and magnetooptical studies of the reversal of staggered magnetization of the noncentroantisymmetric orthorhombic antiferromagnet (AFM) $DyFeO_3$. The energy inequivalence of time inversed AFM states was created in a tilted field $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$ due to quadratic magnetization. The diagram of AFM states of the crystal studied in a tilted field is constructed and the coercive energy of the AFM domain walls is found $E_c \approx 1{,}1 \cdot 10^2$ erg/cm^3 ($T = 21$ K. Due to low coercivity of the AFM domain walls reversal of magnetization $AFM^+ \Leftrightarrow AFM^-$ in $DyFeO_3$ is appreciably affected by the elastic streses present in the crystal which induce the piezomagnetic moment. The elastic stresses in the crystal under study were estimated to be 50–100 kg/cm^2.