

Тепловое расширение и релаксация магнитоэлектрики в метастабильном состоянии ортоалюмината диспрозия

И. Б. Крынецкий

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и физики конденсированного состояния.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: krynets@plms.phys.msu.ru

Статья поступила 14.06.2011, подписана в печать 23.08.2011

На монокристалле DyAlO_3 , являющемся модельной системой обширного семейства редкоземельных оксидов со структурой искаженного перовскита, в области гелиевых температур проведены измерения теплового расширения и магнитоэлектрики, обусловленной метамагнитными переходами в редкоземельной подсистеме. Обнаружено, что при $T \cong 2.18$ К относительная деформация вдоль b -оси кристалла скачком изменяется на $3.6 \cdot 10^{-5}$. Природа аномалии связывается с возникновением метастабильного состояния магнитной подсистемы, реализуемого в условиях эксперимента. Исследована релаксация магнитоэлектрики и показано, что она имеет экспоненциальный характер. Обсуждается возможный мезоскопический механизм термоактивационной и квантовой магнитной релаксации.

Ключевые слова: антиферромагнетики, метамагнитные переходы, изинговские ионы, метастабильные состояния, релаксация, магнитоэлектрика, тепловое расширение.

УДК: 537.6. PACS: 75.50.Ee, 75.30.Kz, 75.80.+q, 65.40.De.

Введение

Ортоалюминат диспрозия DyAlO_3 представляет собой четырехподрешеточный антиферромагнетик с кристаллической структурой типа искаженного перовскита. Ниже температуры Нееля $T_N = 3.52$ К магнитные моменты редкоземельных ионов упорядочены в структуру типа «антиферромагнитный крест» (магнитная структура $\Gamma_5(A_y C_x)$) [1]. Ионы Dy^{3+} можно рассматривать как изинговские с осями анизотропии, лежащими в плоскости ab кристалла под углом 57° относительно оси a (рис. 1). Суммарное эффективное поле, действующее на каждую магнитную подрешетку, равно $0.57T$ в структуре Γ_5 . Это значение определяется температурой Нееля и величиной магнитного момента иона Dy^{3+} $H_{\text{eff}} = kT_N/g\mu_B$, где g -фактор иона Dy^{3+} вдоль изинговской оси. Внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости ab кристалла, индуцирует различные метамагнитные фазовые переходы (МФП) в зависимости от ориентации магнитного поля в плоскости ab [2–4]. Магнитное поле, действующее точно вдоль оси a и b , вызывает одноступенчатые МФП в высокосимметричные ферромагнитные структуры с инверсией направлений спинов в подрешетках 2

и 4 или 2 и 3 (рис. 1). Представляло интерес исследовать поведение магнитной подсистемы изинговского антиферромагнетика в метастабильном состоянии, реализуемом в условиях эксперимента, посредством измерения магнитоэлектрики и теплового расширения, что и было осуществлено в настоящей работе.

1. Методика и образцы

Измерения теплового расширения и магнитоэлектрики производились на тензометрическом dilatометре, измерительный блок которого представляет собой резистивный мост, образованный проволоочными тензометрическими датчиками, наклеенными на исследуемый образец и пластинку из плавленного кварца. Датчики были изготовлены из специального сплава, обладающего низким магнитосопротивлением в области криогенных температур и сильных магнитных полей. Сигнал, пропорциональный относительной деформации образца, регистрировался цифровым мультиметром Keithley 2010 с чувствительностью 0.1 мкВ. Температура образца регистрировалась и стабилизировалась с использованием температурного контроллера Lakeshore 331, стабильность температуры составляла 0.05 К. Температура эксперимента ниже 4.2 К обеспечивалась путем откачки

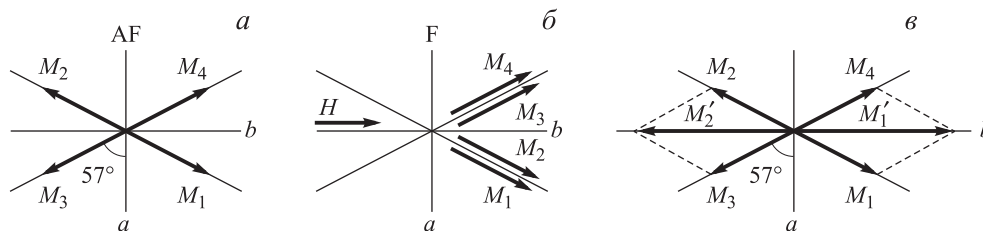


Рис. 1. Магнитные структуры ионов Dy^{3+} : a — антиферромагнитная структура Γ_5 в нулевом магнитном поле, b — высокополевая ферромагнитная структура в поле $H > H_m/\cos 33^\circ$, приложенном вдоль b -оси кристалла, c — модельная двухподрешеточная структура: $M'_1 = (M_1 + M_4) \cos 33^\circ$, $M'_2 = (M_2 + M_3) \cos 33^\circ$

паров гелия. Магнитное поле напряженностью до 4 Тл изменялось ступенчатым образом с шагом 0.046 Тл/с. Чувствительность экспериментальной установки по относительной деформации была не хуже $5 \cdot 10^{-7}$. Управление экспериментом и сбор данных осуществлялись с помощью пакета Labview 7.1.

Монокристалл DyAlO_3 , имеющий форму пластинки с размерами $4 \times 4 \times 1$ мм, был выращен методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве свинцовых соединений.

2. Тепловое расширение

На рис. 2 представлено тепловое расширение монокристалла DyAlO_3 вдоль b -оси, измеренное как при понижении температуры от 4.2 до 1.52 К (кривая 1), так и при повышении температуры от 1.52 К. Отметим, что в указанном интервале температур ионы Dy^{3+} упорядочиваются антиферромагнитно по моде $A_x G_y$ при $T_N = 3.52$ К. Из кривой 1 видно, что при понижении температуры размеры образца изменяются монотонно, не проявляя никаких аномалий ни при T_N , ни в момент прохождения λ -точки He^4 ($T \sim 2.18$ К). Из кривой 1 можно оценить коэффициент линейного теплового расширения DyAlO_3 вдоль b -оси в данном температурном интервале: $\alpha_b = -2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. При повышении температуры от 1.52 К кривая 2 вначале практически совпадает с кривой 1. Однако в момент прохождения температуры $T \cong 2.18$ К (λ -точка He^4) наблюдается аномальная картина: сначала происходит резкий скачок относительной деформации в отрицательную область приблизительно на $-12 \cdot 10^6$, а затем резкий скачок в положительную область деформаций приблизительно на $+36 \cdot 10^6$, после которого размеры кристалла медленно релаксируют к исходному (при 4.2 К) значению.

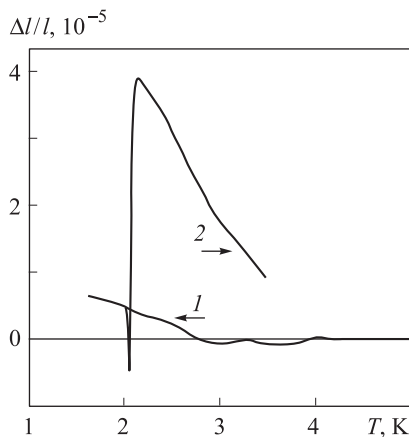


Рис. 2. Тепловое расширение монокристалла DyAlO_3 вдоль оси b

Для выяснения природы обнаруженных аномалий теплового расширения DyAlO_3 были проведены аналогичные измерения на его немагнитном аналоге YAlO_3 (рис. 3). При понижении температуры размеры кристалла практически не изменяются, однако при повышении температуры при $T \sim 2.18$ К вновь наблюдается аномалия, имеющая характер одиночного пика. Изменение величины тока, протекающего через тензодатчик,

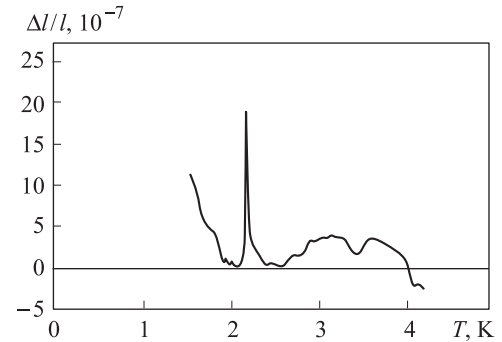


Рис. 3. Тепловое расширение монокристалла YAlO_3 вдоль оси c

показало, что амплитуда одиночной аномалии возрастает с увеличением силы тока, причем эта зависимость близка к квадратичной («джоулево тепло»). Сравнение результатов, полученных для DyAlO_3 и для YAlO_3 позволяет сделать вывод о том, что значительная положительная аномалия, обнаруженная в ортоалюминате диспрозия (кривая 2 на рис. 2), связана с поведением его магнитной подсистемы.

Тот факт, что аномалия теплового расширения наблюдается в различных соединениях в момент прохождения λ -точки He^4 , причем только при повышении температуры, позволяет сделать вывод о том, что важную роль в возникновении обнаруженной аномалии играют физические свойства среды, т.е. жидкого гелия. Как известно [5], при уменьшении температуры ниже T_λ теплопроводность He^4 возрастает приблизительно в 10^7 раз в пределах малого температурного интервала $\sim 10^{-3}$ К. Поэтому при повышении температуры жидкого гелия в момент прохождения λ -точки (снизу вверх) изменяются условия теплообмена, и все джоулево тепло, выделяемое в тензодатчике, приклеенном к образцу, и ранее отводимое жидким гелием, в виде своеобразного «теплового удара» подается на образец. Часть мощности забирает фоновая подсистема, приводя к повышению температуры DyAlO_3 (отрицательный скачок теплового расширения на кривой 2 на рис. 2). Аналогичного вида аномалии наблюдались и для всех других исследованных соединений, причем знак и величина δ -образного скачка определяются значением коэффициента теплового расширения данного образца вдоль направления измерения. Для YAlO_3 размеры и форма монокристалла позволили измерить тепловое расширение вдоль оси c (рис. 3), аномалия для этого направления отличается знаком от обнаруженной для ортоалюмината диспрозия, но качественно имеет аналогичный характер. Дальнейшее резкое возрастание теплового расширения DyAlO_3 (кривая 2 на рис. 2) естественно приписать вкладу от магнитной подсистемы. Действительно, эта часть аномалии всех исследованных соединений имеется только при наличии магнитной подсистемы, причем такой характерный вид, как на кривой 2 (рис. 2), она имеет для сильно анизотропных (изинговских) иستم.

При $T > 2.18$ К происходит постепенное уменьшение отклонения размеров образца от исходного (при $T = 4.2$ К) значения, обусловленное тем, что для основного дублета $|\pm 15/2\rangle$ изинговского иона Dy^{3+} излу-

чательные переходы практически запрещены и времена спин-решеточной релаксации при этих температурах сравнительно велики.

Убедительное доказательство изменения состояния магнитной подсистемы изинговского магнетика при воздействии «теплого удара» в λ -точке жидкого гелия было получено при измерении магнитоотрицательности монокристалла $TbAlO_3$ (рис. 4). На этом рисунке представлены изотермы продольной магнитоотрицательности $TbAlO_3$ (измеренные при $T = 2.34$ К) при воздействии магнитного поля вдоль a -оси кристалла. Характерная положительная аномалия с центром вблизи ~ 7 кЭ обусловлена индуцируемым магнитным полем метамагнитным переходом $G_x A_y \rightarrow C_y F_x$ [6]. Кривая 1 соответствует термодинамически равновесному состоянию кристалла при данной температуре, тогда как кривая 2 измерена после воздействия на образец «теплого удара». Видно, что характер кривой качественно не изменился, однако величина аномалии значительно (примерно в 2 раза) возросла. Отсутствие достоверных данных о расщеплении кристаллическим полем основного мультиплетта иона $Tb^{3+} 7F_6$ в $TbAlO_3$, а также неопределенные до настоящего времени магнитоупругие коэффициенты и упругие податливости кристалла $TbAlO_3$ не позволяют сделать однозначного заключения о вызванных «тепловым ударом» изменениях состояния магнитной подсистемы образца, однако факт такого воздействия можно считать экспериментально установленным.

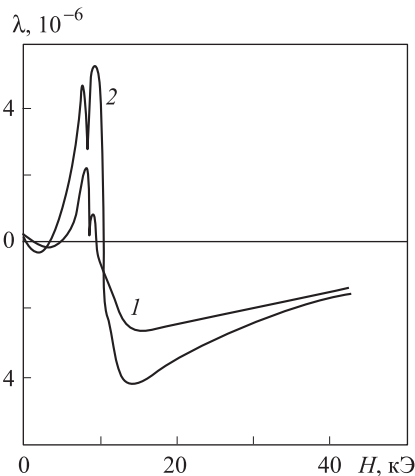


Рис. 4. Продольная магнитоотрицательность монокристалла $TbAlO_3$ вдоль a -оси кристалла ($T = 2.34$ К)

Для описания обнаруженных аномалий теплового расширения в изинговских магнетиках может быть предложена следующая качественная модель. В рассматриваемой области температур теплоемкость фононной подсистемы убывает $\sim T^3$ и, как показывают оценки, может быть существенно ниже теплоемкости магнитной подрешетки ионов Dy^{3+} . Таким образом, после прохождения λ -точки тепло, ранее эффективно отводимое жидким гелием, начинает поглощаться преимущественно магнитной подрешеткой $DyAlO_3$, возбуждая последнюю. Как известно (см., например, [7]), вклад редкоземельной подсистемы в тепловое расширение является квадрупольным эффектом, т. е. он может быть представлен в виде линейной комбинации тепловых

средних от квадрупольных моментов редкоземельного иона $Q_{ij} = a_j [1/2(J_i J_j + J_j J_i) - 1/3J(J+1)\delta_{ij}]$, где a_j — параметр Стевенса, J — оператор углового момента иона Dy^{3+} . Изменение знака теплового расширения можно объяснить, если считать, что в магнитной подсистеме вследствие возбуждения происходят перераспределение населенностей основного дублета Крамерсова иона Dy^{3+} , расщепленного ниже $T_N \cong 3.52$ К за счет $R-R$ -взаимодействия, а также, возможно, частичное заселение более высоких энергетических уровней. Численные расчеты квадрупольных компонент иона Dy^{3+} в $DyAlO_3$ для параметров кристаллического поля, определенных в работе [8], и обменных полей [8, 9] дают разнообразные температурные зависимости квадрупольных компонент ионов Dy^{3+} , находящихся в двух неэквивалентных позициях кристалла (в том числе и немонотонные, что не редкость в области температур, близких к гелиевым, для редкоземельных оксидов с низкой симметрией окружения редкоземельного иона). При этом оказывается возможным сконструировать их линейную комбинацию, которая имела бы температурную зависимость, отражающую экспериментально наблюдавшееся изменение теплового расширения. Более детальное описание температурной зависимости теплового расширения дать затруднительно, так как в настоящее время для $DyAlO_3$ неизвестны ни магнитоупругие коэффициенты, ни упругие податливости.

В настоящей работе было также исследовано влияние магнитного поля на поведение теплового расширения $DyAlO_3$. Измерения в случае поля, приложенного вдоль оси b , показали, что влияние поля на величину и характер аномалии незначительно до полей ~ 10 кЭ. Поскольку поле метамагнитного перехода для этого направления составляет ~ 6 кЭ (при $T \sim 2$ К) [1], можно сделать вывод о том, что обнаруженная аномалия теплового расширения не связана с существованием магнитной структуры и процессами намагничивания. В поле 28 кЭ аномалия уменьшается на $\sim 30\%$. Численные расчеты полевых зависимостей квадрупольных компонент иона Dy^{3+} подтверждают такое поведение.

Представляется весьма вероятным, что образец при прохождении температуры жидкого гелия через λ -точку является своеобразным генератором звуковых колебаний достаточно высокой частоты, поскольку характерный параметр, определяющий динамику процесса, достаточно велик: $|\partial\kappa/\partial T| \sim 10^{10}$ (здесь κ — теплопроводность жидкого гелия). Весьма вероятно, что эти звуковые колебания также участвуют в возбуждении магнитной подсистемы.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод, что наблюдаемая в изинговских магнетиках аномалия теплового расширения, обусловленная изменением условий теплообмена вследствие скачка теплопроводности жидкого гелия при переходе из сверхтекучего состояния в нормальное, связана с переходом магнитной подсистемы кристалла в метастабильное состояние под действием своеобразного «теплого удара». Это состояние характеризуется тем, что кристаллическая решетка образца и магнитная подсистема не находятся в тепловом равновесии. Действительно, температура решетки равна ~ 2.2 К,

тогда как магнитная подсистема имеет значительно более высокую эффективную температуру (изменение населенности основного дублета и возникновение населенности возбужденных уровней) [10]. Для выяснения механизма образования этого состояния было бы весьма полезно произвести спектроскопические и иные исследования. Медленная релаксация к основному состоянию свидетельствует о том, что время жизни метастабильного состояния в изинговском магнетике при гелиевых температурах может быть достаточным для проведения таких исследований.

3. Магнитоотрицательность

С целью исследования природы метастабильного состояния магнитной подрешетки ортоалюмината диспрозия, обнаруженного на основании измерения теплового расширения в области гелиевых температур, был предложен оригинальный метод изучения магнитной релаксации изинговского антиферромагнетика по измерениям временных зависимостей магнитоотрицательных деформаций, возникающих при метамагнитных переходах. Обычно метастабильные состояния образуются в перемещающемся магнитном поле, величина которого не превышает коэрцитивность материала, и измеряемой характеристикой является намагниченность образца. Основным механизмом магнитной релаксации в этом случае является термоактивационное и квантовое сползание доменных границ [11–14]. Наиболее высокую температуру перехода от термоактивационного к квантовому режиму и наибольшую частоту квантового туннелирования при одинаковом объеме имеют антиферромагнитные материалы [15–19]. Однако применение магнитного поля для создания метастабильных состояний в чистом антиферромагнетике затруднительно, так как зеемановское взаимодействие скомпенсировано и в стандартных полях наблюдения ($H < 100 \text{ Э}$) намагниченность образца равна нулю. Эксперимент осуществлялся по следующей схеме. На первом этапе измерялись кривые магнитоотрицательности при понижении температуры образца от 4.2 до 1.57 К (образец в равновесном состоянии). В качестве примера на рис. 5 и 6 приведены изотермы магнитоотрицательности DyAlO_3 , измеренные при $T_1 = 2.3$ и $T_2 = 2.9$ К. Видно, что на кривых наблюдается характерная куполообразная аномалия, обусловленная метамагнитным переходом. В работе [20] показано, что процессы перемещения, посредством которых осуществляются метамагнитные переходы в ортоалюминате диспрозия, обладают ярко выраженным квазиadiaбатическим характером, обусловленным спецификой основного состояния иона Dy^{3+} , что несомненно способствует возникновению метастабильного состояния. Равновесному состоянию образца на этих рисунках соответствуют кривые 1. После достижения предельно низкой в данном эксперименте температуры $T = 1.5$ К начинается регулируемый процесс повышения температуры образца. В момент прохождения температуры ванны жидкого гелия через λ -точку образец подвергается кратковременному «тепловому удару». В связи с тем что при переходе гелия из сверхтекучего состояния в нормальное его теплопроводность уменьшается на 7 порядков, происходит изменение условий эксперимента от изотермических к адиа-

батическим, и джоулево тепло, выделяемое током, протекающим по наклеенному на кристалл тензодатчику, поглощается кристаллом. В этом состоянии образца начинается второй этап эксперимента. Температура образца стабилизируется регулировкой давления паров гелия, например при $T_1 = 2.3$ К, и начинается изучение временной зависимости аномалии магнитоотрицательности при метамагнитном переходе путем последовательного измерения изотерм магнитоотрицательности с шагом по времени $\Delta t = 240$ с (кривые 2–6 на рис. 5 и 6). Дальнейшая обработка результатов измерений заключается в вычислении для каждой кривой отношения амплитуды аномалии A_n (в метастабильном состоянии) к амплитуде A_0 (в равновесном состоянии) и построении зависимости $\ln A_n/A_0$ от времени измерения для данной температуры. На рис. 7 приведены полученные зависимости при $T_1 = 2.3$ и $T_2 = 2.9$ К. По этим графикам определены релаксационные постоянные Γ для данных температур ($\Gamma_1 = 1.24 \cdot 10^{-4}$, $\Gamma_2 = 1.53 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$). Следует подчеркнуть, что полученные значения Γ находятся в хорошем

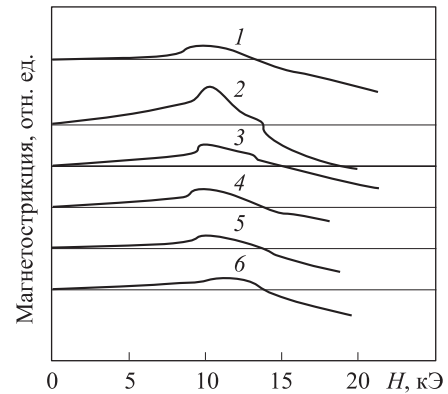


Рис. 5. Изотермы магнитоотрицательности монокристалла DyAlO_3 вдоль a -оси при $T = 2.3$ К. Кривая 1 — образец в равновесном состоянии, кривые 2–6 соответствуют метастабильному состоянию образца и отражают зависимость аномалии от промежутка времени между циклами измерений (2 — исходная кривая, 3 — 380 с, 4 — 1120 с, 5 — 1680 с, 6 — 2240 с)

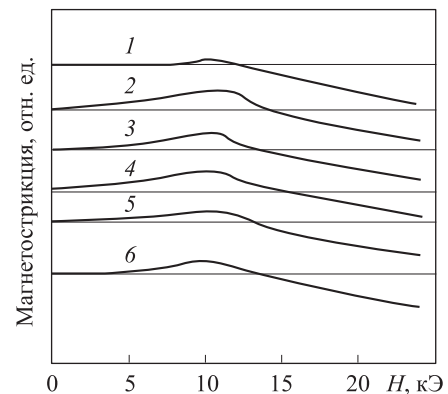


Рис. 6. Изотермы магнитоотрицательности монокристалла DyAlO_3 вдоль a -оси при $T = 2.9$ К. Кривая 1 — образец в равновесном состоянии, кривые 2–6 соответствуют метастабильному состоянию образца и отражают зависимость аномалии от промежутка времени между циклами измерений (2 — исходная кривая, 3 — 840 с, 4 — 1400 с, 5 — 3080 с, 6 — 3920 с)

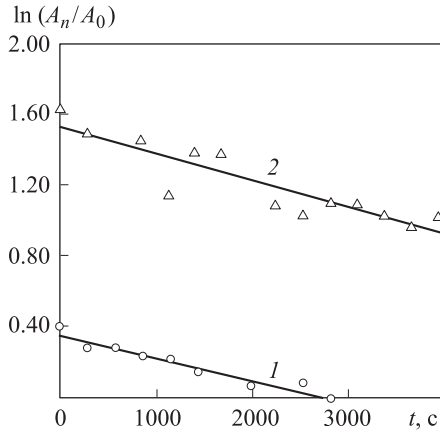


Рис. 7. Зависимость от времени натурального логарифма отношения амплитуды магнитоstriction при метамгнитном переходе в метастабильном состоянии монокристалла $DyAlO_3$ A_n к амплитуде магнитоstriction в равновесном состоянии A_0 при $T = 2.3$ К (1) и 2.9 К (2)

согласии с приведенными в работе [11] значениями Γ при изучении низкотемпературной релаксации в изоморфном монокристалле ортоферрита тербия $TbFeO_3$ традиционным методом по измерениям намагниченности образца. Принципиальным отличием настоящего эксперимента является то, что здесь исследуется релаксация метастабильных состояний сильноанизотропных редкоземельных ионов, обладающих большими значениями J (для иона Dy^{3+} $M_j = \pm 15/2$) и характеризующихся псевдоизинговскими свойствами, тогда как в [11] изучалась релаксация магнитной подсистемы, образованной ионами Fe^{3+} ($S = 5/2$), являющимися классическим примером слабоанизотропных ионов.

Обсудим возможные механизмы термоактивационной и квантовой релаксации в магнитной подсистеме изучавшегося антиферромагнетика. Один из них может быть связан с образованием доменов метастабильной антиферромагнитной фазы, релаксирующих путем смещения доменных границ. Редкоземельный ортоалюминат $DyAlO_3$ имеет искаженную структуру перовскита, описываемую пространственной группой D_{2h}^{16} . Они характеризуются наличием двух неэквивалентных мест для редкоземельных ионов, которым соответствуют две изинговские оси, лежащие в ab -плоскости кристалла под углом друг к другу и четырьмя попарно связанными антиферромагнитными подрешетками, намагниченности которых располагаются вдоль изинговских осей [22]. Если обозначить через m_i ($i = 1, 2, 3, 4$) намагниченности подрешеток, то энергия антиферромагнетика в магнитном поле может быть представлена в виде

$$E = E_0 + \frac{1}{4}[-H_x \cos \phi (m_1 + m_2 + m_3 + m_4) - H_y \sin \phi (m_1 + m_2 - m_3 - m_4)] - \frac{1}{2}\lambda_{11}(m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2) - \lambda_{12}(m_1 m_2 + m_3 m_4) - \lambda_{13}(m_1 m_3 + m_2 m_4) - \lambda_{14}(m_1 m_4 + m_2 m_3), \quad (1)$$

где H_x, H_y — компоненты магнитного поля вдоль осей a и b , λ_{ij} — постоянные обменного взаимодействия, ϕ —

угол наклона изинговских осей к оси a . Минимизация энергии (1) в нулевом магнитном поле, согласно [22], дает две двукратно вырожденные антиферромагнитные фазы: фазу $(A_y G_x)$, в которой $m_1 = m_3 = -m_2 = -m_4$, и фазу $(A_x G_y)$, в которой $m_1 = m_4 = -m_2 = -m_3 = \pm m$. Энергии этих фаз соответственно равны

$$E(A_y G_x) = \frac{1}{2}[-\lambda_{11} + \lambda_{12} - \lambda_{13} + \lambda_{14}]m^2,$$

$$E(A_x G_y) = \frac{1}{2}[-\lambda_{11} + \lambda_{12} + \lambda_{13} - \lambda_{14}]m^2.$$

Одна из этих фаз является метастабильной и будет переходить в более устойчивую благодаря термоактивационному либо квантовому механизму релаксации под действием энергетического давления, обусловленного разностью их удельных энергий $\Delta E = E(A_y G_x) - E(A_x G_x) = [-\lambda_{13} + \lambda_{14}]m^2$. Трансформация фаз может происходить путем локального смещения разделяющей границы, которая, очевидно, представляет собой в рассматриваемом случае сильной (изинговской) анизотропии два соседних подрешеточных слоя редкоземельных ионов со скомпенсированным антиферромагнитным обменным полем от соседних слоев. Назовем условно состояние магнитных ионов в таком граничном слое « \pm »-состояние. В связи с изинговским характером анизотропии РЗ ионов для перехода граничного иона из «+»- в «-»-состояние требуется преодолеть энергетический барьер, связанный с ферромагнитным взаимодействием в подрешеточном пограничном слое $\Delta E_{\pm} = 1/2 \lambda_{11} m \mu$, где μ — магнитный момент иона. Этот барьер может преодолеваться благодаря термоактивации при конечной температуре. Поскольку изинговские свойства крамерсовских РЗ ионов в ортоалюминате не являются идеальными, т.е. имеется хотя и сильная, но конечная анизотропия g -фактора, нарушающая аксиальную локальную симметрию кристаллического поля, то механизм квантового туннелирования также не запрещен в рассматриваемой системе (такой механизм в системе некрамерсовских изинговских ионов рассмотрен в работе [23]). Оценим возможное число ионов, которые принимают участие в единичных актах граничной трансформации фаз. Согласно проведенным измерениям релаксационной постоянной $\Gamma(T) = \omega \exp(-\Delta U/k_B T)$ при двух значениях температуры ($T_1 = 2.3$ и $T_2 = 2.9$ К) имеем $\Delta U = [k_B T_1 T_2 / (T_1 - T_2)] \ln(\Gamma_1/\Gamma_2) \sim 3.2 \cdot 10^{-16}$ эрг. С другой стороны, $\Delta E_{\pm} = \frac{1}{2} \lambda_{11} m \mu$, где μ — магнитный момент редкоземельного иона, поэтому $\Delta E_{\pm} \sim 1.67 \cdot 10^{-17}$ эрг в соответствии с данными работы [24] для $DyAlO_3$. Сравнение двух энергий показывает, что в процессе единичного акта смещения граничной области участвуют $\sim 10-10^2$ ионов. Поэтому описываемый возможный процесс квантового туннелирования в данном случае является мезоскопическим [25]. Следует заметить, что расширение метастабильной фазы перпендикулярно подрешеточным антиферромагнитным плоскостям более выгодно, чем расширение в плоскости ab -кристалла, так как в последнем случае приходится преодолевать дополнительно энергию антиферромагнитного взаимодействия для образования граничной плоскости. Поэтому представляется более вероятным образование вытянутых вдоль c -оси метастабильных фазовых образований в каждой

паре антиферромагнитно связанных подрешеток. Перекрытие метастабильных фаз приводит к образованию стабильной фазы с противоположным вектором антиферромагнетизма в обеих подрешетках. Вероятность образования описанных метастабильных состояний велика, так как оцениваемая тепловая энергия, накапливаемая в кристалле, более чем достаточна для перевода всего кристалла в метастабильную фазу. Действительно, если учесть, что наблюдаемый кратковременный скачок температуры образца при переходе через λ -точку составляет $\Delta T = 5$ К [10], то удельная тепловая энергия составляет $\Delta E_T = \rho C \Delta T \sim 3.9 \cdot 10^7$ эрг/см³, а энергия метастабильной фазы $\Delta E = E(A_y, G_x) - E(A_x, G_y) = |-H_{11} + H_{14}|m \sim 3.0 \cdot 10^6$ эрг/см³. Таким образом, проделанные оценки не противоречат возможности существования описанного механизма магнитной релаксации. По-видимому, гигантская величина наблюдаемого теплового расширения, а также возникновение частотного смещения спектра оптического поглощения DyAlO_3 [26] ($\Delta \varepsilon = 10^{-4}$) после удара могут быть обусловлены метастабильными изменениями в магнитной подсистеме кристалла, поскольку в немагнитном аналоге исследованного образца — ортоалюминате иттрия YAlO_3 — гигантское тепловое расширение не наблюдается. Следует отметить, что относительная величина частотного смещения спектра оптического поглощения коррелирует с наблюдаемой величиной гигантского теплового расширения $\Delta l/l = 3 \cdot 10^{-5}$ [10]. Следует учитывать также, что при тепловом возбуждении в кристалле происходит сильное упругое искажение решетки, приводящее к изменению кристаллического поля и, как следствие, к изменению основного состояния редкоземельного иона (энергетический спектр, компоненты g-тензора, характер волновых функций). Измерения магнитострикции позволяют проследить временную релаксацию таких искажений. Для уточнения природы обнаруженной гигантской метастабильной деформации кристалла необходимо провести дополнительные эксперименты, такие, например, как изучение антиферромагнитной доменной структуры с использованием магнитооптических методов. В работе [27] теоретически обосновывается возможность исследования магнитной динамики редкоземельной подрешетки ортоферрита диспрозия, изоморфного DyAlO_3 , методом обратного эффекта Фарадея с использованием излучения лазера фемтосекундного диапазона.

Заключение

В области гелиевых температур проведены измерения теплового расширения ортоалюмината диспрозия и обнаружена гигантская аномалия теплового расширения, обусловленная переходом магнитной подсистемы кристалла в метастабильное состояние. Возможно, что для более адекватного понимания природы аномального теплового расширения необходимо учитывать магнитоэлектрические характеристики изинговского иона Dy^{3+} в ортоалюминате диспрозия [28]. Для изучения релаксации метастабильного состояния предложен оригинальный метод ее исследования, заключающийся в измерении температурных и временных зависимостей магнитоупругих аномалий при метамагнитных переходах в редкоземельной подрешетке. Обнаружено, что

релаксация является экспоненциальной. Обсуждается возможный мезоскопический механизм термоактивационной и квантовой магнитной релаксации.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность коллегам, участвовавшим в проведении настоящих исследований: Н. П. Колмаковой, М. М. Лукиной, А. Ф. Попкову и Е. В. Сеницыну.

Список литературы

1. Schuchert H., Hufner S., Faulhaber R. // Z. Phys. 1969. **105**. P. 127.
2. Holmes L.M., Van Uitert L.G., Hecker R.R. et al. // Phys. Rev. 1972. **B5**. P. 1138.
3. Krynetskii I.B., Kolmakova N.P., Sinitsin E.V. // Suppl. Int. J. Appl. Electromagn. Mater. 1993. P. 297.
4. Крынецкий И.Б., Матвеев В.М., Матвеев В.В. // ФТТ. 1995. **37**, № 5. С. 1548.
5. Кеезом В.В. Гелий. М., 1949.
6. Крынецкий И.Б., Матвеев В.М. // 17 Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений: Тез. докл. Донецк, 1985. С. 358.
7. Morin P., Schmitt D. // Handbook on Ferromagnetic Materials / Ed. by E. P. Wohlfarth, K. H. J. Buschow. Amsterdam, 1990.
8. Kolmakova N.P., Krynetskii I.B., Lukina M.M., Mukhin A.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. **159**. P. 845.
9. Schuchert H., Hufner S., Faulhaber R. // Z. Phys. 1969. **222**. P. 105.
10. Крынецкий И.Б., Колмакова Н.П., Сеницын Е.В. // ФТТ. 1996. **38**. № 2. С. 391.
11. Zhang X.X., Tehada J., Roig A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 1994. **137**. P. L235.
12. Stamp P.C.E. // Phys. Rev. Lett. 1991. **66**. P. 2802.
13. Chudnovski E.M., Iglesias O., Stamp P.C.E. // Phys. Rev. 1992. **B46**. P. 5392.
14. Takagi S., Tataru G. // Phys. Rev. 1996. **B54**. P. 9920.
15. Добровицкий В.В., Звездин А.К. // ЖЭТФ. 1996. **109**. № 4. С. 1420.
16. Barbara B., Chudnovsky E.M. // Phys. Lett. 1990. **A145**. P. 205.
17. Krive E.V., Zaslavskii O.B. // J. Phys. Condens. Matter. 1990. **2**. P. 9457.
18. Bogachek E.N., Krive I.V. // Phys. Rev. 1992. **B46**. P. 14559.
19. Duan Ji-Min, Garg. A. // J. Phys. Condens. Matter. 1995. **7**. P. 2171.
20. Крынецкий И.Б., Матвеев В.М., Матвеев В.В. // ФТТ. 2005. **47**, № 7. С. 1270.
21. Golyshev V.Yu., Popkov A.F. // Europhys. Lett. 1995. **29**. P. 327.
22. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнито-упорядоченных кристаллах. М., 1985.
23. Звездин А.К., Попков А.Ф. // Письма ЖЭТФ. 1993. **57**. С. 548.
24. Крынецкий И.Б., Матвеев В.М., Матвеев В.В. // ФТТ. 1996. **37**, № 5. С. 1548.
25. Крынецкий И.Б., Попков А.Ф. // ФТТ. 2000. **4**, № 4. С. 704.
26. Borowiec B.T., Krynetskii I.B., Lukina M.M. // Abstracts of the Internat. Conf. on Magnetism. Warsaw, Poland, 1994. P. 373.
27. Perroni C.A., Liebsch A. // Phys. Rev. **B74**. 2006. P. 134430.
28. Tokunaga Y., Iguchi S., Arima T. et al. // Phys. Rev. Lett. **101**. 2008. P. 097205.

Thermal expansion and relaxation of magnetostriction in metastable state of dysprosium orthoaluminate**I. B. Krynetskii***Department of General Physics and Condensed Matter, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: krynets@plms.phys.msu.ru.*

The study of thermal expansion and magnetostriction caused by the metamagnet phase transition in rare earth sublattice was performed for DyAlO_3 single crystal being the model object of wide family of rare earth oxides with the structure of the distorted perovskite. The sharp variation of the relative strains along b -axis $3.6 \cdot 10^{-5}$ was found at $T = 2.18$ K. The nature of the observed anomaly is caused by the occurrence of metastable state of the magnetic subsystem achieved in the conditions of experiment process. The relaxation of magnetostriction is studied and the exponential character is found. The possible mesoscopic nature of thermal and quantum mechanisms of magnetic relaxation is considered.

Keywords: antiferromagnet, metamagnetic transitions, Ising-like ions, metastable state, relaxation, magnetostriction, thermal expansion.

PACS: 75.50.Ee, 75.30.Kz, 75.80.+q, 65.40.De.

Received 14 June 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2011).

Сведения об авторе

Крынецкий Игорь Борисович — докт. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, профессор; тел: (495) 939-11-42, e-mail: krynets@plms.phys.msu.ru.