

Магнитоупругость и доменная структура в антиферромагнитных кристаллах дигалидов группы железа

В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина
E-mail: lozenko@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 31 декабря 2004 г., после переработки 4 мая 2005 г.

Исследуется формирование антиферромагнитных магнитоупругих доменов в легкоплоскостных антиферромагнетиках дигалидов группы железа, в которых бесконечнократное вырождение пространственной ориентации вектора антиферромагнетизма в базисной плоскости снимается за счет спонтанной магнитострикции. Домены в рассматриваемых кристаллах отличаются друг от друга не только направлениями вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} , а и связанными с ним направлениями главных осей спонтанной магнитострикционной деформации. При этом система антиферромагнитных доменов оказывается тождественной системе упругих доменов. Показано, что процессы намагничивания и вынужденной стрикции в магнитном поле в многодоменном антиферромагнитном состоянии взаимосогласованы. Приведены и проанализированы данные полевых зависимостей вынужденной магнитострикции в многодоменном состоянии легкоплоскостных антиферромагнетиков CoCl_2 и NiCl_2 . Показано, что хотя магнитострикция в циклах введение–выведение магнитного поля включает как обратимый, так и необратимый вклады, обратимая составляющая стрикции является основной. Показано, что именно магнитоупруго-стрикционные домены отвечают за обратимость (равновесность) многодоменного состояния. Проведено описание полевых зависимостей магнитострикции однородного и многодоменного состояний, а также поведения намагничивания кристаллов. Для описания перестройки многодоменного состояния использовано приближение о непрерывном распределении доменов по ориентациям их \mathbf{L} вектора в легкой плоскости кристалла в отсутствие внешнего магнитного поля. Показано, что согласование упругих полей системы доменов и упругих полей дефектов способно обеспечить образование обратимого многодоменного состояния, то есть сделать это состояние энергетически выгодным. Результаты рассмотрения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Досліджено формування антиферромагнітних магнітопружних доменів у легкоплоскошарних антиферромагнетиках дигалідів групи заліза, в яких нескінченнократне виродження просторової орієнтації вектора антиферромагнетизму в базисній площині знімається за рахунок спонтанної магнітострикції. Домени в розглянутих кристалах відрізняються один від одного не лише напрямками вектора антиферромагнетизму \mathbf{L} , а й пов'язаними з ним напрямками головних осей спонтанної магнітострікційної деформації. При цьому система антиферромагнітних доменів виявляється тотожною системі пружних доменів. Показано, що процеси намагнічування й вимушеної стрикції в магнітному полі у багатодоменному антиферромагнітному стані взаємоузгоджені. Наведено й проаналізовано дані полевих залежностей вимушеної магнітострикції в багатодоменному стані легкоплоскошарних антиферромагнетиків CoCl_2 і NiCl_2 . Показано, що хоч магнітострикція в циклах введення–виведення магнітного поля включає як оборотний, так і необоротний внески, оборотна складова стрикції є основною. Показано, що саме магнітопружно стриктуючі домени відповідають за оборотність (рівноважність) багатодоменного стану. Проведено опис полевих залежностей магнітострикції однорідного й багатодоменного станів, а також поведінки намагнічування кристалів. Для опису перебудови багатодоменного стану використано наближення про безперервний розподіл доменів по орієнтаціях їхнього \mathbf{L} вектора в

легкій площині кристала під час відсутності зовнішнього магнітного поля. Показано, що узгодження пружних полів системи доменів і пружних полів дефектів здатне забезпечити утворення оборотного багатодоменного стану, тобто зробити цей стан енергетично вигідним. Результати розгляду задовільно погоджуються з експериментальними даними.

PACS: 75.50.Ee, 75.60.Ej, 75.80.+q

1. Введение

Многие из принципиальных аспектов магнитоупругости кристаллов, связанные со спонтанным понижением симметрии при магнитном упорядочении в высокосимметричных магнетиках с многократным пространственным вырождением направлений параметра порядка, по-прежнему остаются недостаточно исследованными. Прежде всего, это касается формирования в них магнитоупругих доменов. Данная работа посвящена рассмотрению этих вопросов на примере слоистых легкоплоскостных антиферромагнитных кристаллов дигалидов группы железа.

2. Основные свойства слоистых антиферромагнитных дигалидов группы железа

2.1. Свойства кристаллов

Легкоплоскостные антиферромагнитные кристаллы дигалидов группы железа MeX_2 (Me — ион металла Co или Ni , а X — ион галогена Cl или Br) имеют слоистую кристаллическую структуру, в которой каждый слой ионов металла Me^{2+} окружен двумя слоями ионов галогена X^- , связанными с ионами Me^{2+} ионно-ковалентной связью. А уже набор подобных сэндвичей, вандерваальсовски связанных между собой, формирует кристалл. Перпендикулярно слоям проходит ось симметрии третьего порядка C_3 , а в базисной плоскости, совпадающей с плоскостью слоев, имеется два набора осей второго порядка C_2 , по три эквивалентных оси в каждом. Слоистость приводит к анизотропии физических свойств как в упругой подсистеме кристаллов — значения упругих констант в направлении, перпендикулярном слою, на порядок меньше тех же величин в слое, так и в магнитной подсистеме — обменные взаимодействия магнитных ионов в слое много больше, чем между ионами соседних слоев. Межсэндвичные упаковки разных кристаллов этой группы могут несколько различаться. Например, $CoCl_2$ и $NiCl_2$ имеют пространственную симметрию D^5_{3d} (изоморфны $CdCl_2$) [1], а $CoBr_2 - D^3_{3d}$ (изоморфен CdJ_2) [2].

Большинство из обсуждаемых кристаллов являются легкоплоскостными (ЛП) двухподрешеточными антиферромагнетиками (АФМ) с трудной осью

C_3 [3–5]. При этом ионы Me^{2+} , лежащие в одной плоскости, относятся к одной подрешетке, а ионы из прилежащих плоскостей — к другой. Благодаря ЛП анизотропии $L \perp C_3$, $L = s_1 - s_2$ — вектор антиферромагнетизма, а s_1 и s_2 — векторы намагниченностей подрешеток. Анизотропия, связанная с выводом векторов s_1 и s_2 из ЛП, много больше анизотропии внутри нее и для ряда из этих кристаллов велика даже в сравнении с обменом. Так, в $CoCl_2$ поле одноосной анизотропии лишь вдвое меньше поля внутривподрешеточного обмена и превышает поле межподрешеточного обмена. Что касается анизотропии внутри ЛП, то, согласно данным нейтронного рассеяния [3], «легчайшим» направлениям для L в ЛП отвечают три эквивалентные оси C_2 из одного набора (шестикратное пространственное вырождение), а три оси C_2 другого набора являются «более трудными», т.е. некая анизотропия есть. В $NiCl_2$ она, хотя и весьма слабо, но проявляется в угловой зависимости низкочастотной ветви антиферромагнитного резонанса (АФМР) [4], в $CoCl_2$ такого проявления зафиксировать не удалось. Утверждение о крайней слабости внутривподрешеточной анизотропии можно сделать и из наблюдений намагниченности, которая фактически не зависит от направления магнитного поля в базисной плоскости [5]. Таким образом, вектор L может принимать практически любое направление в ЛП, преодолевая данную малую анизотропию.

Дополнительно следует принять во внимание возможную модификацию внутривподрешеточной магнитной анизотропии исследуемых АФМ полями дефектов соответствующей структуры. Точечные дефекты различного типа (вакансии или примесные атомы) могут локально усиливать либо ослаблять, вплоть до изменения знака, отмеченную анизотропию 6-го порядка. Дислокации, в том числе винтовые, и дисклинации тоже будут изменять упомянутую анизотропию в их окружении. Таким образом, дефекты могут подавлять слабую внутривподрешеточную анизотропию, если вызываемая ими ее локальная модуляция будет превышать ее малое исходное значение.

Параметр θ в законе Кюри–Вейсса для температурной зависимости парамагнитной восприимчивости, а также температура АФМ упорядочения (тем-

пература Нееля T_N) в данных кристаллах в основном определяется сильным внутрислоевым ферромагнитным обменом, а межслоевой АФМ обмен значительно слабее [5].

2.2. Спонтанное понижение симметрии. АФМР. Домены

Как следует из нейтронографических наблюдений, АФМ упорядочение в CoCl_2 , CoBr_2 и NiCl_2 при ориентационном вырождении направления вектора \mathbf{L} в плоскости сопровождается разбиением кристалла на антиферромагнитные домены [3] с разными направлениями \mathbf{L} в ЛП. В пределах каждого домена \mathbf{L} однороден. Согласно данным [3], значения углов между направления \mathbf{L} преимущественно равны 60° , что, казалось бы, отражает ориентацию \mathbf{L} в доменах с их легчайшими осями. Однако даже из нейтронографических данных не следует, что функции распределения направлений \mathbf{L} различных доменов полностью сконцентрированы лишь вблизи этих направлений, а остальные направления не представлены. В магнитном поле \mathbf{H} , лежащем в ЛП, происходит постепенный переход к однородному (однодоменному) состоянию с $\mathbf{L} \parallel \mathbf{H}$. Оно достигается в поле H_{ff} , много меньшем полей схлопывания подрешеток. При выводе поля многодоменность восстанавливается, хотя и не полностью. Объем доменов с \mathbf{L} , нормальным вводимому полю, превышает объемы доменов с другими ориентациями \mathbf{L} .

Исследования АФМР данных кристаллов [4,6–8] показали, что низкочастотная (НЧ) ветвь АФМР имеет в них конечную щель, величина которой много больше ожидаемой от малой внутрислоевой анизотропии. Кроме данных [4] для NiCl_2 , где обнаружен слабый вклад в угловую зависимость частоты НЧ АФМР, связанный с углом между \mathbf{H} , лежащим в ЛП, и осями S_2 , проявлений данной анизотропии в подобных угловых зависимостях частоты НЧ АФМР других кристаллов этой группы не обнаружено. Такое поведение НЧ АФМР типично [9,10] при спонтанном понижении симметрии за счет магнитоупругого (МУ) взаимодействия — в АФМ с бесконечнократным пространственным вырождением ориентаций \mathbf{L} . В кристалле происходит спонтанная анизотропная магнитоупругая (МУ) деформация (МС) с главными осями тензора деформаций в направлениях ЛП, перпендикулярном и параллельном \mathbf{L} . Связанная с МС внутрислоевая магнитоупругая анизотропия снимает пространственное вырождение для направления \mathbf{L} , что приводит к возникновению щели для быстрых колебаний \mathbf{L} и \mathbf{M} в плоскости ($\mathbf{M} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$). Важно, что эта «анизотропия» для исследованных кристаллов оказывается много больше

обсуждавшейся выше исходной внутрислоевой магнитной кристаллографической.

Сравнение поля этой анизотропии (магнитоупругое поле) с обменным показывает, что по порядку величины МУ энергия составляет проценты от энергии обмена. С учетом значений упругих констант исследуемых кристаллов, следует ожидать, что величины анизотропной спонтанной МС в них будут аномально большими, как и было обнаружено в [11]: она достигает величин 10^{-4} – 10^{-3} . Магнитоупругую подобной величины, наблюдающуюся в редкоземельных магнетиках, иногда называют «гигантской» [12].

При наблюдении НЧ АФМР в CoCl_2 практически не было обнаружено каких-либо проявлений угловой (от направления \mathbf{H} в ЛП) зависимости его частоты ни в одно- ни в многодоменном состояниях. Магнитоупругую зависимость НЧ АФМР удается описать в предположении независимости величины МС щели от поля при переходе к однодоменному состоянию. Следовательно, в многодоменном состоянии домены с разными направлениями МС сосуществуют, не создавая друг на друге упругих напряжений, влияющих на величину щели НЧ АФМР.

Многодоменность проявляется в намагничивании кристаллов [13]. В сильных магнитных полях в однодоменном состоянии образцы ведут себя как неелевские двухподрешеточные АФМ с линейной зависимостью намагниченности от поля. В многодоменном состоянии наблюдается нелинейный ход этих зависимостей с заметным уменьшением магнитной восприимчивости при $H \rightarrow 0$ [13]. Эти особенности намагничивания ранее не были объяснены.

В [14–19] показано, что в рассматриваемых кристаллах АФМ домены имеют магнитоупругую природу. В этих работах, а также в [20,21], было обосновано, что именно упругий аспект многодоменного состояния отвечает за его существенную обратимость. Ниже изложен краткий обзор этих работ и приводятся дополнительные доводы, обосновывающие магнитоупругую природу АФМ доменов в слоистых дигалидах группы железа.

2.3. Причины образования доменов в слоистых АФМ

Образование и устойчивость АФМ доменов обсуждались во многих работах [22–25]. Многодоменность АФМ не связана, как у ферромагнетиков, с магнитоэлектрическими (дипольными по своей природе) полями [26,27]. Потери обменной энергии в доменных стенках должны делать это состояние энергетически невыгодным. Поэтому чаще всего АФМ домены метастабильны, термодинамически неравно-

весны и не восстанавливаются после перевода кристалла в однодоменное состояние внешним магнитным полем.

В [28,29] изучались АФМ домены, возникающие при ориентационных фазовых переходах в одноосных АФМ. В магнитном поле перехода от состояния с легкоосной АФМ ориентацией спинов подрешеток к состоянию со спинами, скошенными к полю и ориентированными почти перпендикулярно легкой оси, одновременно наблюдаются оба эти состояния, т.е. реализуется промежуточное состояние АФМ [29]. Такое многодоменное состояние, образованное при намагничивании АФМ, описано с учетом магнито-статической энергии.

Для объяснения образования в АФМ равновесного многодоменного состояния предлагались различные механизмы [22], но единого, приемлемого для всех АФМ, видимо, не существует. Наиболее универсален, на первый взгляд, энтропийный механизм [30], согласно которому проигрыш обменной энергии в стенках компенсируется понижением свободной энергии $T\Delta S$ за счет роста энтропии в многодоменном состоянии (T – температура, а ΔS – прирост энтропии). Этот вклад исчезает при $T \rightarrow 0$, хотя в ряде случаев он позволяет объяснить образование равновесного многодоменного состояния при высоких температурах, вблизи точки Нееля [22].

Во многих АФМ равновесное (либо почти равновесное) многодоменное АФМ состояние существует в интервале температур от T_N до $T \rightarrow 0$. Его чаще всего связывают с действием дефектов. Такого рода домены наблюдались различными методами, например визуализировались оптически [31,32]. АФМ домены образуются при двойниковании кристалла, когда доменная структура представляет собой сочетание антиферромагнитных и структурных доменов. Формирование многодоменного состояния возможно при нарушении порядка следования подрешеток, например при наличии краевых дислокаций, когда дефектом является полуплоскость атомов с магнитными моментами, относящимися к одной из магнитных подрешеток. В работах [33,34] показано, что винтовая дислокация в АФМ приводит к образованию спиновой дисклинации, которая при учете анизотропии ведет к образованию АФМ доменов. Дефекты могут стабилизировать и многодоменность кинетической природы, которая возникает в ходе АФМ упорядочения, когда домены образуются вследствие множественности центров возникновения АФМ состояния при T_N [35].

Простейший случай влияния дефектов на формирование многодоменного состояния связан с так называемыми «металлургическими дефектами», которые, искажая решетку, локально изменяют на-

правления полей анизотропии и локальные ориентации вектора \mathbf{L} . Нами этот случай не будет рассматриваться, ограничимся лишь исследованием многодоменных состояний, образующихся в результате МУ взаимодействия магнитной подсистемы с упругими полями дефектов достаточно совершенных кристаллов, которое изучено не в достаточной мере.

Оптимальность системы АФМ доменов, каждый из которых испытывает анизотропию в плоскости спонтанную МС с разными направлениями главных осей стрикционных деформаций, не очевидна. При разных направлениях стрикции в прилежащих доменах на стенках должны возникать напряжения, противодействующие разнонаправленности их спонтанной МС. Можно согласовать направления главных осей тензоров деформаций у двух соседних доменов, а в случае схождения в точке более двух доменов такое согласование уже невозможно. Вблизи этой точки возникнут упругие напряжения, приводящие к дополнительному проигрышу в энергии кристалла. Однако если области схождения трех и большего числа доменов совпадают с местоположениями дефектов структуры, которые также выступают источниками локальных упругих напряжений и деформаций, то согласование знаков их упругих полей и напряжений, вызванных схождением доменов, может уменьшить проигрыш в упругой энергии кристалла, связанный с дефектностью его структуры. При этом в суммарной энергии кристалла можно даже выиграть, если потери обменной энергии на доменных стенках будут меньше данного выигрыша в упругой энергии.

В [20,21] рассмотрена возможность стабилизации многодоменного магнитоупругого состояния за счет выигрыша в поверхностной энергии образца при отсутствии магнито-стрикционных изменений его внешней формы. Этот механизм может быть актуален для АФМ образцов очень малых размеров. Поэтому в данной работе не будем его детально анализировать.

При анализе вынужденной МС кристалла как целого необходимо разделять две области: область малых полей, где наблюдаемая совокупная МС связана в основном с перестройкой многодоменного состояния, и область больших полей, где в однодоменном состоянии происходит МС, связанная только с разворотом намагниченностей подрешеток к магнитному полю с их дальнейшим схлопыванием в поле $H_{ff} = 2H_E$. Для ряда рассматриваемых кристаллов значения $2H_E$ малы и достижимы в экспериментах.

3. Полевые и температурные зависимости вынужденной магнитострикции и намагниченности обсуждаемых ЛП АФМ

3.1. Зависимости вынужденной магнитострикции в скрещенных магнитных полях

Магнитострикция CoCl_2 , CoBr_2 и NiCl_2 исследовалась с использованием емкостного dilatометра [36]. Кристаллы выращивали медленным охлаждением расплава в запаянной кварцевой ампуле. Перед запаиванием порошок (марки ЧДА) откачивали при температуре, близкой к плавлению, для обезвоживания. Кристаллы легко расслаивались по плоскости, перпендикулярной оси C_3 ; направления осей C_2 в базисной плоскости кристаллов не контролировались. Образцы в виде прямоугольных пластинок размерами $5 \times 5 \times 1$ мм вырезали из плоских пластинок, полученных скалыванием. Измеряли изменение длины одной из сторон этой пластинки, происходящее в магнитном поле.

Для получения данных об обратимой и необратимой, после ввода-вывода магнитного поля, частях вынужденной МС использовали систему скрещенных сверхпроводящих магнитов. Образец устанавливали так, чтобы поля обеих катушек лежали в его плоскости: одно вдоль направления стороны пластины, измеряемой dilatометром, второе — перпендикулярно ему. Максимальные поля магнитов составляли 65 и 13 кЭ. Такая сборка соленоидов позволяла исследовать МС при перестройке доменной структуры, а также определять ее часть, «скрытую» в спонтанной МС образца до ввода магнитного поля. Температура образца регулировалась от 4,2 до 70 К.

На рис. 1 приведены зависимости относительного удлинения $\epsilon(H) = \Delta\ell/\ell$ для CoCl_2 и NiCl_2 (у CoBr_2 эти зависимости аналогичны CoCl_2) в цикле ввода-вывода скрещенных магнитных полей при температуре 4,2 К. Здесь ℓ — длина образца, а $\Delta\ell$ — ее изменение в поле. Кривым 1 и 2 на рис. 1 отвечают измерения $\epsilon_{\perp}(H)$ при вводе и выводе поля H соответственно, перпендикулярного измеряемой стороне кристалла, а кривым — 3, 4 — измерения $\epsilon_{\parallel}(H)$ при последующем введении и выведении поля H вдоль нее. Видно, что стрикция анизотропна относительно направления поля и зависимости МС, полученные таким образом, имеют вид петли «гистерезиса» с остаточной МС, знак которой определяется направлением выводимого поля.

Зависимости, приведенные на рис. 1, отвечают изменению МС при перестройке многодоменного состояния и переходу к однородному состоянию под действием магнитного поля. В АФМ состоянии для этих кристаллов реализуется анизотропная спонтан-

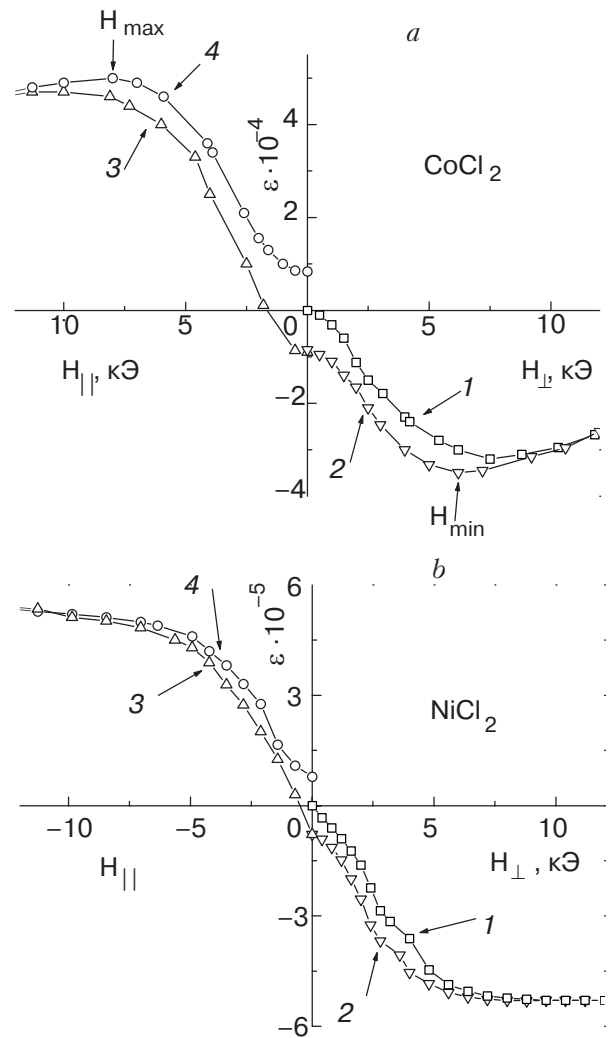


Рис. 1. Относительные удлинения CoCl_2 (a) и NiCl_2 (b) при вводе и выводе магнитного поля, лежащего в ЛП перпендикулярно направлению измеряемого размера кристалла (кривые 1 и 2) и последующем вводе и выводе поля вдоль измеряемого размера (кривые 3 и 4).

ная МС. Однако в многодоменном состоянии разнонаправленные спонтанные деформации отдельных доменов усредняются для кристалла в целом почти до нуля. В больших полях спонтанная МС кристалла восстанавливается при переходе к однодоменному состоянию. После вывода поля многодоменность в значительной степени восстанавливается и МС уменьшается до малой остаточной стрикции. До первого ввода поля эта остаточная МС также отсутствует. В многодоменном состоянии, как уже упоминалось, согласно данным АФМР [11], домены по отдельности спонтанно деформированы, что отражается в наблюдаемой щели в спектре НЧ ветви. Это означает, что домены сохраняют спонтанную МС, не создавая существенных напряжений друг на друге, хотя в многодоменном состоянии суммарная спонтанная МС всего кристалла близка к нулю.

На рис. 1 также видно, что знаки вклада от вынужденной МС однодоменного состояния в магнитных полях обеих ориентаций оказываются для обоих кристаллов обратными знакам исходной спонтанной МС. Поэтому на зависимости $\epsilon_{\parallel}(H)$ наблюдается максимум, а для $\epsilon_{\perp}(H)$ – минимум вблизи поля однодоменизации образца. В NiCl_2 зависимости $\epsilon_{\parallel}(H)$ и $\epsilon_{\perp}(H)$ практически антисимметричны при переходе от многодоменного состояния к однородному. В CoCl_2 , как и в CoBr_2 , эта антисимметричность заметно искажена. Для CoCl_2 и CoBr_2 поле максимума H_{\max} оказывается несколько больше поля минимума H_{\min} , а $\epsilon_{\parallel}(H_{\max}) > |\epsilon_{\perp}(H_{\min})|$.

Данные результаты пояснены в [14] следующим образом. Деформации разных доменов суммируются, формируя деформацию кристалла в направлении измерения. Поскольку при спонтанной МС деформации кристалла вдоль \mathbf{L} и перпендикулярно ему должны быть равны по величине и противоположны по знакам, то суммарная анизотропная в плоскости спонтанная МС кристалла в многодоменном состоянии усредняется к нулю при $H \approx 0$, если принять, что домены равномерно распределены по эквивалентным направлениям \mathbf{L} . После вынужденного перехода кристалла к однодоменному состоянию с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ зависимость вынужденной МС от поля определяется только скосом намагниченностей подрешеток к \mathbf{H} . Для данных, показанных на рис.1, этот этап начинается при $H \geq 10$ кЭ и заканчивается при $H = H_{ff}$ (данные для $H > H_{ff}$ на рис. 1 не показаны). Отличия между кривыми ввода и вывода поля на рис. 1, отвечающие остаточной спонтанной МС кристалла как целого, отражают частичную необратимость перестройки доменной структуры в этом цикле.

3.2. Полевые зависимости магнитоупругости в малых полях

На рис. 2 приведены зависимости МС многодоменного состояния CoCl_2 и NiCl_2 от квадрата напряженности магнитного поля при его выводе в малых полях. При $H < 2,5$ кЭ их можно описать выражением

$$\epsilon_{\parallel, \perp} = \epsilon_{r\parallel, \perp} + \alpha_{\parallel, \perp} H_{\parallel, \perp}^2, \quad (1)$$

где $\epsilon_{r\parallel, \perp}$ – остаточная стрикция в плоскости при измерениях вдоль (\parallel) и поперек (\perp) магнитного поля, $|\epsilon_{r\parallel}| \cong |\epsilon_{r\perp}|$, но $\epsilon_{r\parallel} \cong -\epsilon_{r\perp}$; $\alpha_{\parallel} \cong -\alpha_{\perp}$ – эмпирические параметры. Зависимость $\epsilon(H)$ для первого ввода поля тоже описывается (1), но с $\epsilon_r = 0$. Зависимости, проведенные по уравнению (1), показаны на рис. 2 сплошными линиями. Квадратичный характер зависимостей МС от поля показывает, что перестройка многодоменного состояния, т.е. увели-

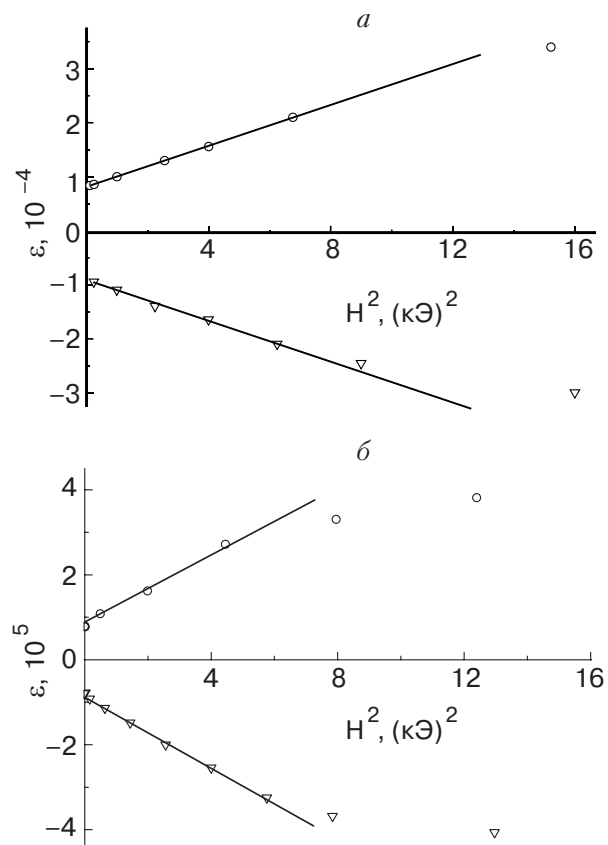


Рис. 2. Зависимости вынужденной магнитоупругости CoCl_2 (a) и NiCl_2 (b) от квадрата напряженности магнитного поля при его выводе.

чение объема доменов с выгодной (относительно направления \mathbf{H}) ориентацией спинов подрешеток и уменьшение объема доменов с невыгодной, связана в основном с движением доменных стенок.

3.3. Поведение магнитоупругости в однородном состоянии

Перестройка многодоменного состояния завершается в магнитном поле, большем характерного значения поля однодоменизации (в нашем случае ≈ 10 кЭ), переходом к однодоменному состоянию с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. На рис. 3 приведены зависимости относительного удлинения кристаллов от величины магнитного поля, параллельного измеряемому размеру, для $H \leq 65$ кЭ. Магнитоупругость однодоменного состояния может быть описана выражением [17,37]

$$\epsilon_{\parallel}(H) = \epsilon^{(S)}(1 - \xi(H/H_{ff})^2), \quad (2)$$

где $\epsilon^{(S)}$ – стрикция, которая реализовалась бы в кристалле, если бы при $H \rightarrow 0$ было однородное состояние, а ξ – эмпирический параметр. Величину $\epsilon^{(S)}$ следует рассматривать как спонтанную анизотропную МС, которая может быть получена из асимптотического продолжения зависимости $\epsilon_{\parallel}(H)$

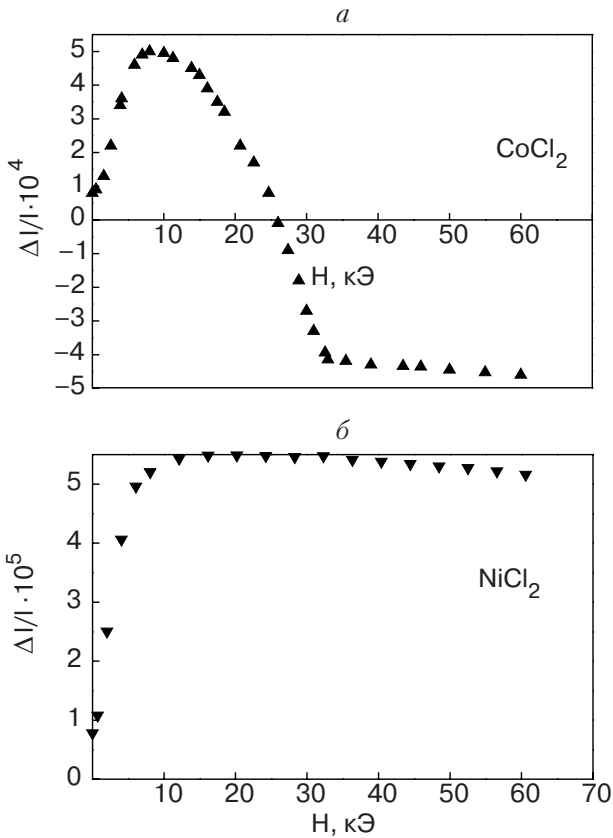


Рис. 3. Полевые зависимости стрикции кристаллов CoCl₂ (а) и NiCl₂ (б), полученные при выводе поля, лежащего вдоль направления измерения их относительно удлинения.

в область $H \rightarrow 0$. Для NiCl₂ и CoCl₂ реализуются случаи $\xi < 1$ и $\xi > 1$ соответственно. Как показано в [14,17,37], это связано с различным относительным вкладом в МС от меж- и внутриподрешеточных МУ взаимодействий.

В CoCl₂ в приведенном интервале полей достигается ориентационный фазовый переход, который

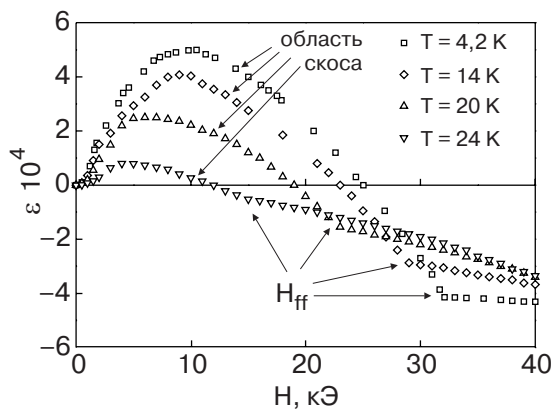


Рис. 4. Полевые зависимости магнитострикции CoCl₂ для первого ввода магнитного поля при разных температурах.

происходит в $H = H_{ff}$, когда спины обеих подрешеток становятся направленными вдоль \mathbf{H} . После этого зависимость МС от поля радикально изменяется, будучи связанной с парапроцессом. Согласно [1] и нашим данным, в CoCl₂ $H_{ff} = 32$ кЭ. В NiCl₂ по данным АФМР величина $H_{ff} = 129$ кЭ [38], и оно не было достигнуто в наших экспериментах, поэтому при определении параметра ξ в (2) было использовано значение для H_{ff} , известное из литературы.

3.4. Температурные зависимости магнитострикции

На рис. 4 приведены магнитополевые зависимости относительной деформации CoCl₂ для направления измерения длины кристалла вдоль магнитного поля, ориентированного в ЛП, при значениях температуры от 4,2 до 24 К. Влияние температуры проявляется в величине МС деформаций. С увеличением T она уменьшается. Поля перехода в однодоменное состояние (область максимума на кривых) также падают с ростом T , снижается и поле H_{ff} .

На рис. 5 приведена магнитострикция в CoCl₂ для разных температур, нормированная на величину спонтанной анизотропной МС, $\tilde{\epsilon}_{\parallel}(T, H)_{\parallel} = \epsilon(T, H)_{\parallel} / \epsilon^{(S)}(T)$, в зависимости от квадрата напряженности магнитного поля (параллельного направлению измеряемого размера), нормированного на квадрат поля схлопывания при соответствующей температуре: $\tilde{H}_{\parallel}^2 = H_{\parallel}^2 / H_{ff}^2(T)$. Как видно, норми-

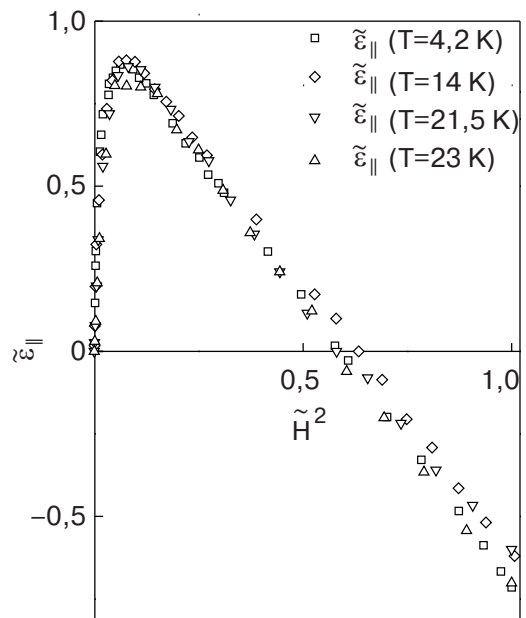


Рис. 5. Зависимости магнитострикции $\tilde{\epsilon}_{\parallel}$ однородного состояния CoCl₂, нормированной на ее спонтанное значение, от квадрата напряженности магнитного поля в плоскости, нормированного на поле схлопывания, полученные при разных температурах.

рованные таким образом зависимости для разных температур в однодоменном состоянии совпадают. Это означает, что в однородной области МС следуют зависимости (2) с независимым от T параметром ξ . При этом изменения $\epsilon_{||}(H)$ с температурой следует связывать с влиянием последней лишь на $\epsilon^{(S)}(T)$ и $H_{ff}(T)$. Это легко понять, поскольку вынужденная МС однодоменного состояния связана только со сдвигом спинов подрешеток.

В области перестройки многодоменного состояния зависимость МС от магнитного поля имеет иной характер. На рис. 6 приведены зависимости вынужденной МС CoCl_2 от квадрата напряженности магнитного поля, полученные при его первом вводе ($\epsilon_r = 0$). Они следуют выражению (1), но с коэффициентом α , зависящим от T . При этом ход МС можно представить в виде

$$\epsilon_{||,\perp} = \epsilon^{(S)}(T) \frac{H_{||,\perp}^2}{H_d^2}, \quad (3)$$

где H_d – параметр, имеющий размерность напряженности магнитного поля. Для согласования с экспериментом следует выбрать H_d одинаковым для всех температур и равным $(5,7 \pm 0,5)$ кЭ. Если бы в кристалле реализовывался энтропийный механизм многодоменного состояния или же механизм, связан-

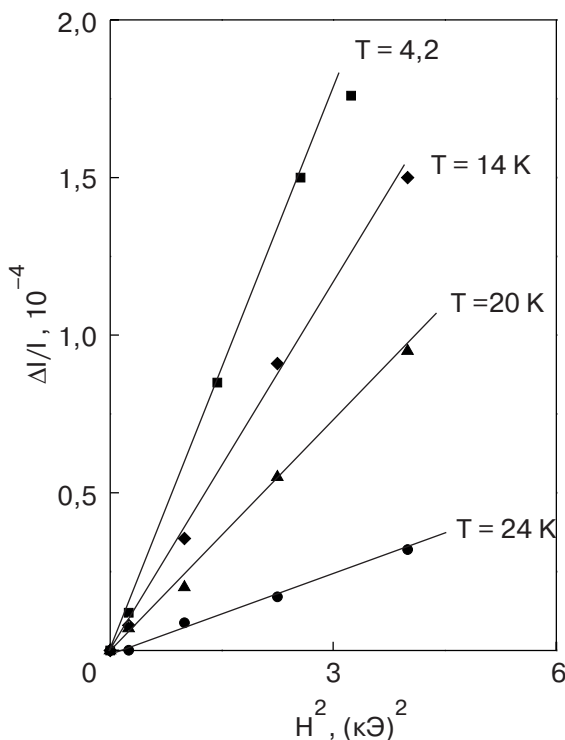


Рис. 6. Зависимости магнитоэлектричества CoCl_2 от квадрата напряженности магнитного поля при его первом вводе при разных температурах в области многодоменного состояния.

ный с действием поверхностной упругой энергии, то параметр H_d был бы температурно-зависимым.

3.5. Полевые зависимости намагниченности в многодоменном состоянии

Намагниченность измеряли с помощью вибрационного магнитометра LDJ-9500. Исследовали образцы NiCl_2 размерами: $5 \times 4 \times 0,2$ мм. Вводимое поле не превышало 12 кЭ, чего было достаточно для перехода NiCl_2 от многодоменного к однородному состоянию [17]. Образцы, использовавшиеся для измерений МС и намагниченности, были выращены в разное время. Кристаллы NiCl_2 гигроскопичны, поэтому образцы хранили в обезвоженной среде. Ввиду возможных ростовых различий и условий хранения нет уверенности, что они были идентичными с точки зрения возможного количества дефектов. Измерения, проведенные в циклах ввода-вывода магнитного поля, показали отсутствие остаточной намагниченности. Следовательно, наши АФМ кристаллы не имели ферромагнитных включений, как и в работе [39].

На рис. 7 приведена кривая намагничивания монокристалла NiCl_2 при вводе поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$. Видно, что намагниченность зависит от H нелинейно. Пунктиром на рис. 7 показана прямая, ожидаемая для зависимости намагниченности от H в однодоменном ЛП АФМ без внутрислойной анизотропии [40]. Экспериментальная же зависимость $m(H)$ имеет в области перестройки многодоменного состояния характерное «провисание» по отношению к этой прямой. Разность между рассчитанной и экспериментальной зависимостью $m(H)$ сначала возрастает, они как бы расходятся, а потом (при $H > 5$ кЭ)

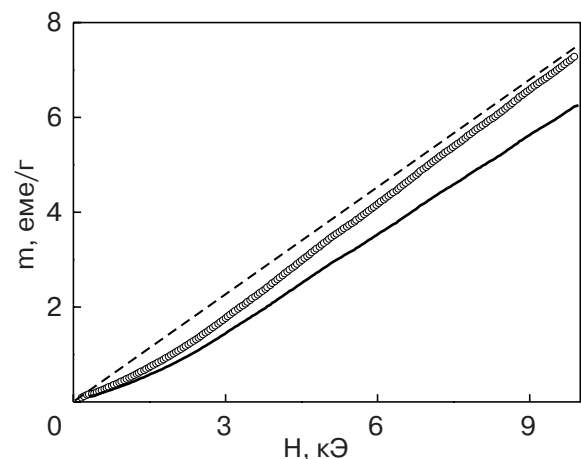


Рис. 7. Зависимость намагниченности NiCl_2 от магнитного поля, лежащего в ЛП. Точки – эксперимент (первый ввод поля); пунктир – ожидаемая зависимость для однодоменного кристалла; сплошная линия – расчет для многодоменного кристалла с обратимой доменной структурой.

вновь сближаются и при $H \approx 10$ кЭ практически смыкаются. Зависимость $m(H)$ многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$ хорошо аппроксимируется выражением

$$m = \chi_d H \left(1 + \frac{H^2}{H_m^2} \right), \quad (4)$$

где χ_d — магнитная восприимчивость многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$, а H_m — эмпирический параметр. Из подгонки к эксперименту найдено $\chi_d = 0,44$ еме/(г·кЭ), $H_m = (4,3 \pm 0,6)$ кЭ.

Интегрируя $m(H)$ по H , можно определить работу, выполняемую магнитным полем по намагничиванию кристалла. Работа поля по переводу единичного объема АФМ из многодоменного состояния в однородное [18] будет разностью работ по намагничиванию однородного участка и такого же, но многодоменного. Используем для численного интегрирования экспериментальную зависимость, показанную на рис. 7. Вычислим

$$\Delta A = \frac{1}{2\rho} \left[\chi_e H_e^2 - \int_0^{H_e} m(H) dH \right], \quad (5)$$

где ρ — плотность кристалла, χ_e — магнитная восприимчивость однородного состояния, которая, как и намагниченность $m(H)$, нормирована на единицу массы образца, H_e — поле достижения однородного состояния (использовалось значение $H_e = 10$ кЭ).

Энергию E единицы объема многодоменного антиферромагнетика в магнитном поле можно представить суммой $E = e_1 + e_2 + e_3 + e_4$, где e_1 — энергия АФМ обмена, e_2 — зеемановский вклад, e_3 — энергия доменных стенок, e_4 — энергия согласования локальных упругих полей дефектов кристалла и упругих деформаций, связанных со спонтанной МС доменов. Локальное согласование упругих деформаций спонтанной МС доменов с дефектами способствует образованию многодоменности, поэтому e_4 можно назвать энергией «источника» многодоменности. Равновесному многодоменному состоянию отвечает минимум энергии E . В этом случае приращения энергий e_3 и e_4 при образовании многодоменного состояния должны иметь противоположные знаки.

Рассмотрим разность энергий E кристалла в состояниях до ввода магнитного поля и в поле H_e , т.е. $\Delta E = \Delta e_1 + \Delta e_2 + \Delta e_3 + \Delta e_4$. Отсюда $\Delta A = -[\Delta e_3(H=0) + \Delta e_4]$, где учтено, что при $H = H_e$ состояние кристалла однородно (почти однородно для нашего вычисления с $H_e = 10$ кЭ), $e_3(H = H_e) = 0$ и $\Delta e_3 = e_3(H=0) - e_3(H = H_e) = e_3(H=0) = e_3$. Согласно (5), $\Delta A > 0$, а образование стенок невыгодно

для обменных взаимодействий, поэтому $e_3 > 0$. Из приведенных рассуждений следует, что $\Delta e_4 < 0$, причем $|\Delta e_4| > e_3$. Поскольку $\Delta e_4 = e_4(H=0) - e_4(H_e)$, получаем $e_4(H=0) < e_4(H_e)$. Такая особенность энергии источника многодоменности e_4 является необходимым условием образования равновесного магнитоупругого многодоменного состояния.

Из (5) может быть определен энергетический выигрыш многодоменного состояния при $H = 0$. Его величина равна площади фигуры, заключенной между прямой однородного намагничивания и кривой $m(H)$ на рис. 7. Согласно выполненным расчетам, отношение величины такого выигрыша к обменной энергии междошрешеточных взаимодействий в NiCl₂ составляет $5,7 \cdot 10^{-4}$.

Итак, можно сделать вывод, что в присутствии дефектов, вызывающих локальные упругие напряжения, многодоменное магнитоупругое состояние энергетически выгодно и, следовательно, должно быть обратимо, т.е. термодинамически равновесно. И оно реализуется в данных АФМ.

Прежде чем анализировать многодоменное состояние, проанализируем поведение МС однородного состояния. Тем более, что при малых величинах H_{ff} нельзя пренебрегать вкладом от скоса спинов подрешеток при перестройке многодоменного состояния.

4. Феноменологическое описание магнитоэрикции однородного состояния

При феноменологическом описании вынужденной МС однородного состояния будем полагать, что ее величина зависит только от ориентации спинов подрешеток [19,37]. Учтем только анизотропные в легкой плоскости МУ взаимодействия. С учетом симметрии обсуждаемых кристаллов сумму магнитоупругого и упругого вкладов в энергию можно представить в виде

$$E = \sum_{\alpha \geq \beta} \gamma_{\alpha\beta}(T) (n_{\alpha x} n_{\beta x} - n_{\alpha y} n_{\beta y}) (U_{xx} - U_{yy}) + \sum_{\alpha \geq \beta} \lambda_{\alpha\beta}(T) (n_{\alpha x} n_{\beta y} + n_{\beta x} n_{\alpha y}) U_{xy} + \sum_{\alpha \geq \beta} \delta_{\alpha\beta}(T) (n_{\alpha x} n_{\beta x} + n_{\alpha y} n_{\beta y}) (U_{xx} + U_{yy}) + \frac{1}{2} C_{11} (U_{xx}^2 + U_{yy}^2) + C_{12} U_{xx} U_{yy} + (C_{11} - C_{12}) U_{xy}^2, \quad (6)$$

где $n_{\alpha x}$, $n_{\alpha y}$ и $n_{\beta x}$, $n_{\beta y}$ — направляющие косинусы векторов намагниченностей подрешеток \mathbf{s}_α и \mathbf{s}_β , оси x и y лежат в ЛП, γ , λ , δ — температурно-зависимые параметры МУ взаимодействий, индексы

$\alpha, \beta = 1, 2$ нумеруют подрешетки, а U_{ij} — компоненты тензора деформации. Слагаемые с константами C_{11}, C_{12} описывают упругий вклад в энергию кристалла. В (6) слагаемые с $\alpha = \beta$ относятся к внутриподрешеточным, с $\alpha \neq \beta$ к межподрешеточным МУ взаимодействиям.

В однородном состоянии и магнитном поле, ориентированном в ЛП, спины обеих подрешеток лежат в этой плоскости и одинаковым образом наклонены по отношению к \mathbf{H} . При этом направляющие косинусы в (6) пропорциональны H/H_{ff} . Зависимость деформации от H легко найти, минимизируя (6) по U_{ij} . Получаемые выражения для U_{yy} , когда \mathbf{H} лежит вдоль y либо x , имеют вид [14, 17, 37]:

$$U_{yy}(H||y, x) = -\frac{2\delta_{11}}{C_{11} + C_{12}} \mp \frac{\gamma_{12}}{C_{11} - C_{12}} + \left(\frac{\delta_{12}}{C_{11} + C_{12}} \pm \frac{2\gamma_{11}}{C_{11} - C_{12}} \right) \left(1 - 2 \frac{H^2}{H_{ff}^2} \right), \quad (7)$$

где верхний знак отвечает $\mathbf{H}||y$, когда поле параллельно измеряемой деформации U_{yy} , а нижний — $\mathbf{H}||x$, когда поле перпендикулярно к ней.

При измерениях магнитострикции размер кристалла при $H = 0$ принимается за начало отсчета, и изотропные вклады в деформацию, содержащиеся в (7), в измерении не проявляются. Поэтому выражения для магнитострикционного относительного удлинения размеров кристалла в легкой плоскости ЛП АФМ в направлениях вдоль и поперек магнитного поля принимают вид

$$\varepsilon_{d||,\perp} = \pm \varepsilon^{(S)} \left(1 - 2(1 + \eta_{||,\perp}) \frac{H_{||,\perp}^2}{H_{ff}^2} \right). \quad (8)$$

При этом МС однородного состояния при $H = 0$ должна удовлетворять равенству $\varepsilon_{d||}(H_{||} = 0) = \varepsilon^{(S)}$, $\varepsilon_{d\perp}(H_{\perp} = 0) = -\varepsilon^{(S)}$, $\varepsilon^{(S)} = (2\gamma_{11} - \gamma_{12}) / (C_{11} - C_{12})$. Величины $\eta_{||,\perp}$ в (8) выражаются через параметры МУ взаимодействий:

$$\eta_{||} = \gamma_{12} / (2\gamma_{11} - \gamma_{12}) + \delta_{12} (C_{11} - C_{12}) / (2\gamma_{11} - \gamma_{12}) (C_{11} + C_{12}),$$

$$\eta_{\perp} = \gamma_{12} / (2\gamma_{11} - \gamma_{12}) - \delta_{12} (C_{11} - C_{12}) / (2\gamma_{11} - \gamma_{12}) \times (C_{11} + C_{12}).$$

Зависимость (8) хорошо согласуется с эмпирическим соотношением (2).

При $\delta_{12} \neq 0$ и $\gamma_{12} \neq 0$ производные

$$\partial \varepsilon_{d||}(H^2) / \partial (H_{||}^2) \neq -\partial \varepsilon_{d\perp}(H^2) / \partial (H_{\perp}^2),$$

так как $\eta_{||} \neq \eta_{\perp}$, что характерно для CoCl_2 [16, 19]. В нем $\xi = 2(1 + \eta_{||,\perp}) > 1$ и преобладающими явля-

ются внутриподрешеточные МУ взаимодействия. В NiCl_2 наклоны зависимостей $\varepsilon_{d||}(H^2)$ и $\varepsilon_{d\perp}(H^2)$ в пределах ошибок одинаковы по величине и противоположны по знаку. При этом $\xi = 2(1 + \eta_{||,\perp}) < 1$, что соответствует преобладанию в нем изотропных в ЛП межподрешеточных МУ взаимодействий [17]. По-видимому, такое отличие МУ взаимодействий этих кристаллов связано с тем, что в NiCl_2 орбитальный момент ионов почти полностью заморожен и одноионная анизотропия много меньше внутриподрешеточного обмена [41]. В CoCl_2 , напротив, нет полного замораживания орбитального момента ионов, поэтому у него одноионная анизотропия сравнима с внутриподрешеточным обменом [41–44], что и приводит к преобладанию внутриподрешеточных МУ взаимодействий.

5. Описание перестройки многодоменного магнитоупругого состояния АФМ

5.1. Система магнитоупругих доменов в АФМ

Из представленных данных следует, что для качественного обсуждения природы многодоменности в рассматриваемых кристаллах распределение по ориентациям векторов \mathbf{L} АФМ доменов в ЛП может рассматриваться как непрерывное. Вообще говоря, из-за влияния малой внутрислойной анизотропии оно должно быть анизотропным, но учет этой анизотропии, ввиду ее малости и наличия в ЛП трех эквивалентных «легчайших» осей, не изменяет зависимость МС от магнитного поля в многодоменном состоянии [17]. Чтобы не усложнять расчеты учетом внутрислойной анизотропии, будем ею пренебрегать. И в качестве приемлемого приближения для плотности вероятности распределения доменов по ориентациям \mathbf{L} будем полагать, что до первого ввода поля домены (векторы \mathbf{L} в них) распределены по всем направлениям в ЛП равномерно.

Ориентацию векторов \mathbf{L} доменов в ЛП будем задавать углом φ между вектором магнитного момента домена \mathbf{M} и \mathbf{H} (см. рис. 8), при этом угол φ задан в ЛП. Для $H \rightarrow 0$ φ следует рассматривать как угол между вектором, совпадающим по направлению с $\lim_{H \rightarrow 0} \mathbf{M}$, и \mathbf{H} . Плотность распределения доменов

$p(\varphi)$ определим как отношение объема доменов с ориентацией φ к объему кристалла. Она нормирована,

$$\text{т.е. } \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\varphi) d\varphi = 1.$$

Как уже отмечалось, МС однородного ЛП АФМ анизотропна в ЛП. В направлении, перпендикулярном \mathbf{L} , она равна $\varepsilon^{(S)}$, а вдоль \mathbf{L} равна $-\varepsilon^{(S)}$. Ис-

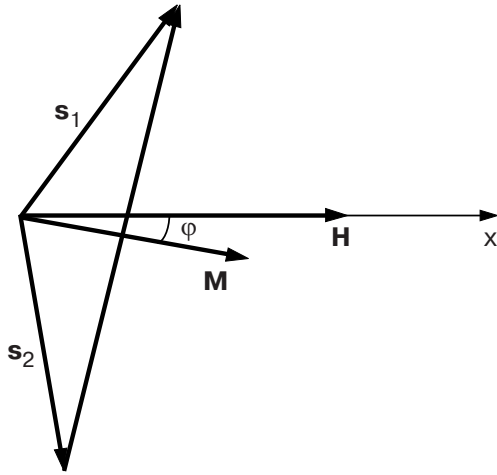


Рис. 8. Схема ориентации s_1 и s_2 , L и M домена относительно магнитного поля H .

пользуя $p(\varphi)$, запишем выражение для МС кристалла как целого в многодоменном состоянии:

$$\epsilon = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [\epsilon_{\parallel}^{(S)}(H) \cos^2 \varphi + \epsilon_{\perp}^{(S)}(H) \sin^2 \varphi] p(\varphi) d\varphi. \quad (20)$$

Для домена с $\varphi \neq 0$ магнитный момент M не параллелен H и равен $|M| = \chi_e H \cos \varphi$. Его проекция на H равна $M_H = \chi_e H \cos^2 \varphi$. Поэтому намагниченность кристалла как целого будет

$$m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_e H \cos^2 \varphi p(\varphi) d\varphi. \quad (21)$$

Для $NiCl_2$ поле H_{ff} много больше ширины области полей перестройки многодоменного состояния. Поэтому можно полагать $\epsilon_{\parallel}^{(S)}(H) \approx \text{const}$, $\epsilon_{\perp}^{(S)}(H) \approx \text{const}$. МС в $NiCl_2$ почти полностью антисимметрична (см. рис. 1). Поэтому $\epsilon_{\parallel}^{(S)}(H) \approx -\epsilon_{\perp}^{(S)}(H) = \epsilon^{(S)}$. При этом соотношение, связывающее среднюю намагниченность и МС, в многодоменном состоянии примет вид [18]

$$m(H) = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{\epsilon_{\parallel}(H)}{\epsilon^{(S)}} \right). \quad (22)$$

Если в (22) подставить экспериментальные значения относительного удлинения кристалла вдоль H в области перестройки многодоменного состояния $\epsilon_{\parallel}(H)$ [18], то получим кривую для $m(H)$, близкую к экспериментальной зависимости намагниченности кристалла, приведенной на рис. 5. Возможна и обратная процедура, когда в (22) будем подставлять $m(H)$. Теперь уже по данным намагниченности может быть получен ожидаемый ход для относитель-

ного удлинения кристалла. Полученная таким образом кривая для стрикции, как оказалось [18], тоже хорошо соответствует ее экспериментальному ходу.

Таким образом, магнитолевые зависимости намагниченности и МС в многодоменном АФМ состоянии взаимосвязаны и отражают процесс его перестройки под действием поля. Это является следствием магнитоупругой природы АФМ доменов в данных кристаллах.

В малых магнитных полях распределение доменов, удовлетворяющее экспериментальным данным зависимостей МС и намагниченности от поля, имеет вид

$$p(\varphi) = \frac{1}{\pi} \left[1 + 4 \left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon^{(S)}} + \frac{H^2}{H_d^2} \right) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (23)$$

При выводе магнитного поля или при его повторном вводе в том же самом направлении зависимость намагниченности в малых полях будет иметь вид

$$m = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{\epsilon_r}{\epsilon^{(S)}} + \frac{H^2}{H_d^2} \right). \quad (24)$$

Если остаточная стрикция $\epsilon_r \rightarrow 0$, то магнитная восприимчивость χ_d в начале перестройки доменной структуры, при H стартующем от нуля, должна быть в два раза меньше восприимчивости однородного состояния, $\chi_d = \chi_e/2$. Экспериментальное значение χ_d близко к $\chi_e/2$, хотя и чуть больше, что отражает имеющийся необратимый вклад в структуру многодоменного состояния. Кроме того, следует ожидать равенства $H_d = H_m$. Различие значений параметров H_d и H_m составляет 15%. Как отмечалось, для исследований МС и намагниченности использованы кристаллы, выращенные в разное время. Их дефектность, определяющая величины H_d и H_m , могла различаться.

5.2. Обратимая и необратимая составляющие перестройки многодоменного состояния

Распределение доменов по ориентациям их L (23) содержит два слагаемых. Одно связано с ϵ_r и относится к необратимой составляющей перестройки многодоменного состояния, а второе связано с обратимой составляющей. МС кристалла как целого можно представить суммой:

$$\epsilon(H) = \epsilon_{\text{rev}}(H) + \epsilon_{\text{unr}}(H), \quad (25)$$

где $\epsilon_{\text{rev}}(H)$ – обратимый вклад в результирующую стрикцию, а $\epsilon_{\text{unr}}(H)$ – необратимый, причем обе составляющие зависят от магнитного поля и стадии цикла его ввода–вывода. Хотя $\epsilon_{\text{unr}}(H)$, начиная с некоторого значения введенного поля, видимо, уже

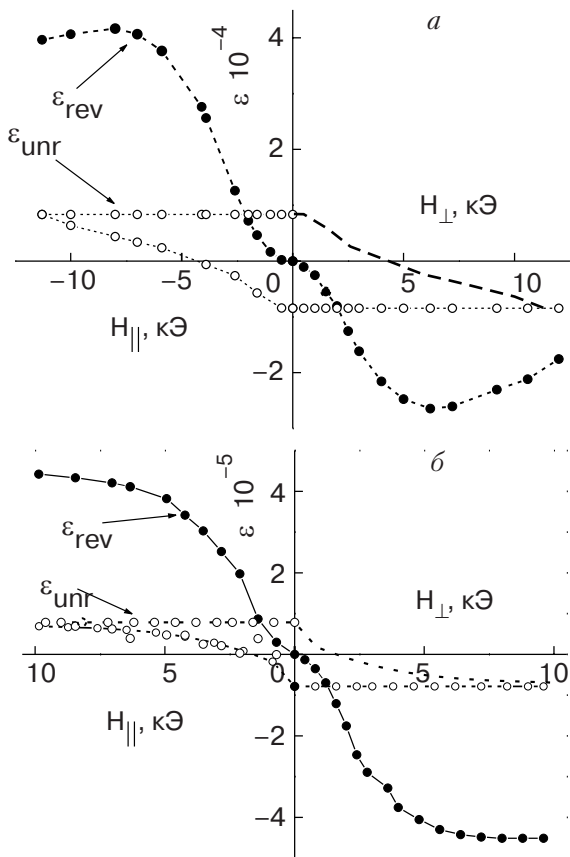


Рис. 9. Полевые зависимости обратимой ε_{rev} и необратимой ε_{unr} составляющих магнитоэлектрики CoCl_2 (а) и NiCl_2 (б).

не должно зависеть от его величины. Предположим, что при выводе поля необратимая часть МС во всем интервале полей существования АФМ доменов остается постоянной и равна остаточной: $\varepsilon_{\text{unr}}(H) = \varepsilon_r = \text{const}$.

На рис. 9 приведены графики $\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ и $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ для кристаллов CoCl_2 и NiCl_2 , полученные из экспериментальных данных (рис. 1) на основе этих представлений. Обратимая составляющая в циклах ввода-вывода скрещенных магнитных полей не имеет гистерезиса. Для CoCl_2 зависимость $\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ становится еще более неантисимметричной в сравнении с кривыми, непосредственно получаемыми из эксперимента, тогда как в NiCl_2 $\varepsilon_{\text{rev}}(H)$ по-прежнему антисимметрична. Необратимая составляющая $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ для обоих кристаллов имеет гистерезис. Замыкающий участок петли для зависимости $\varepsilon_{\text{unr}}(H)$ на рис. 9 (в первом квадранте) построен исходя из свойства антисимметричности МС в малых полях, поскольку данные для этого участка на рис. 1 отсутствуют.

Аналогичным образом поступим и с намагниченностью, представив ее суммой

$$m(H) = m_{\text{rev}}(H) + m_{\text{unr}}(H), \quad (26)$$

где $m_{\text{rev}}(H)$ — обратимый вклад в результирующую намагниченность, а $m_{\text{unr}}(H)$ — необратимый. Из отношения $\delta_{\text{unr}}^{MS} = \varepsilon_r / \varepsilon(S)$ определим долю необратимого вклада в МС. Для наших образцов NiCl_2 δ_{unr}^{MS} составляет 0,16. Будем полагать, что такую же часть объема образца составляют домены, дающие вклад в необратимую МС. Эта часть доменов при выводе поля или повторном его вводе в том же направлении будет намагничиваться с восприимчивостью однородного (с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$) состояния χ_e . Сравнивая экспериментальное значение магнитной восприимчивости χ_d многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$ и его ожидаемое значение $\chi_e/2$, найдем долю необратимого вклада в намагниченность, $\delta_{\text{unr}}^m = 2\chi_d / \chi_e - 1$. Величина $\delta_{\text{unr}}^m \approx 0,14$ для NiCl_2 оказалась близкой к δ_{unr}^{MS} .

Определим полевою зависимостью обратимого вклада в намагниченность NiCl_2 . Относительный объем доменов, дающих вклад в нее, равен $\delta_{\text{rev}} = 1 - \delta_{\text{unr}}$. График $m_{\text{rev}}(H)$ для NiCl_2 приведен на рис. 7 (m_{rev} рассчитаны на единицу массы образца). Магнитная восприимчивость этой части доменов при $H \rightarrow 0$ равна $\chi_e/2$. Значение H_m , определенное из $m_{\text{rev}}(H)$, лучше удовлетворяет условию $H_d = H_m$.

Увеличение объема доменов с выгодной ориентацией в магнитном поле при уменьшении объема остальных доменов следует, в первую очередь, рассматривать как результат движения в поле доменных стенок. Движение осуществляется за счет напряжений, действующих на стенки, которые создает магнитное поле [19]. В равновесии давление, действующее на стенки со стороны поля, будет скомпенсировано «силами противодействия», обеспечивающими равновесие многодоменной структуры при $H \neq 0$. Если на пути стенки находится дефект, то стенка изгибается и возникающие поверхностные силы будут препятствовать дальнейшему ее смещению. Параметры этих, по сути квазиупругих, сил определяются характеристиками упругого взаимодействия стенки и дефектов. Для каждого значения поля существует определенный баланс объемов доменов с разными направлениями \mathbf{L} . Если за многодоменность ответственны дефекты, то равновесию в поле соответствует возникновение определенных упругих напряжений в кристалле, связанных с согласованностью упругих полей дефектов и упругих полей МС деформаций в доменах.

Необратимая часть перестройки доменов наиболее вероятно связана с частью доменов, для которой ориентация \mathbf{L} не удерживается уравновешивающими квазиупругими силами. Чтобы различить обратимую и необратимую составляющие перестройки

многодоменного состояния, представим функцию распределения доменов в виде суммы

$$p(\varphi) = (1 - \delta)p_{\text{rev}}(\varphi) + \delta p_{\text{unr}}(\varphi), \quad (27)$$

где δ — относительная часть объема, занятая доменами, которые ориентируют свой магнитный момент \mathbf{M} вдоль магнитного поля, не вызывая «сил противодействия».

В [19] было получено выражение для функции распределения доменов по углу φ :

$$p_{\text{rev}}(\varphi) = \frac{1}{I(H/H_0)} \exp\left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi\right), \quad (28)$$

где

$$H_0 = H_d / (2\sqrt{2}) \text{ и}$$

$$I(H/H_0) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp\left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi\right) d\varphi.$$

Как видно, выражение (28) приводит к δ -образной концентрации функции распределения вблизи $\varphi = 0$ с ростом поля при $H > H_d$.

5.3. Перестройка обратимой составляющей многодоменного состояния

Выражение (28) для плотности распределения доменов позволяет получить полевую зависимость обратимой части относительного удлинения кристалла при введении поля во всем интервале полей перехода многодоменного состояния к однородному. Полевая зависимость обратимой МС многодоменного состояния в приближении идеального многодоменного состояния ($\epsilon_{\text{unr}} = 0$) будет описываться выражением

$$\frac{\epsilon_{\parallel}(H)}{\epsilon^{(S)}} = \frac{1}{I(H/H_0)} \times$$

$$\times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\left(1 - 2(1 + \eta_{\parallel}) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) \cos^2 \varphi - \right.$$

$$\left. - \left(1 - 2(1 + \eta_{\perp}) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) \sin^2 \varphi \right] \exp\left(\frac{H^2}{H_0^2} \cos^2 \varphi\right) d\varphi. \quad (29)$$

Аналогично можно записать выражение и для МС, перпендикулярной вводимому полю.

При $H/H_0 < 1$ уравнение (29) дает квадратичный по полю ход для МС, подобный (3).

На рис. 10 показано сравнение экспериментальных зависимостей $\epsilon_{\parallel\text{rev}}(H)$ и $\epsilon_{\perp\text{rev}}(H)$ для CoCl_2 с

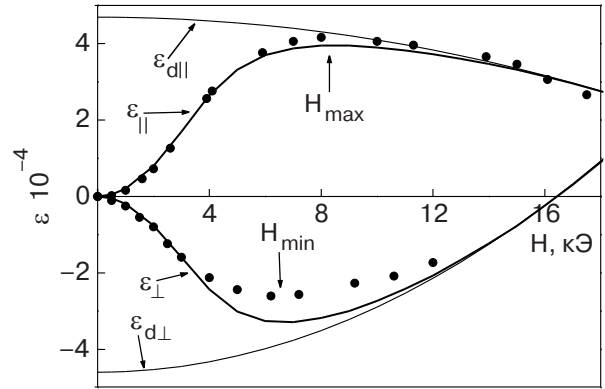


Рис. 10. Полевые зависимости модельной стрикции однородного $\epsilon_{d\parallel,\perp}$ и многодоменного $\epsilon_{\parallel,\perp}$ состояний CoCl_2 . Сплошными линиями обозначены кривые для $\epsilon_{d\parallel,\perp}$, а пунктирными — для $\epsilon_{\parallel,\perp}$; точки — эксперимент.

$\epsilon_{\parallel}(H)$, рассчитанными по формуле (29) и аналогичной ей формуле для $\epsilon_{\perp}(H)$. Параметры $\epsilon^{(S)}$, H_{ff} , η_{\parallel} брались из данных МС однородного состояния, H_d — из данных для обратимой составляющей МС, а параметр η_{\perp} выбран таким, чтобы удовлетворить наблюдаемой степени неантисимметричности полевых зависимостей продольной и поперечной МС в CoCl_2 . Сплошными линиями на рис. 10 приведены зависимости МС от поля для однородного состояния, рассчитанные при тех же параметрах по уравнению (8). Расчетные данные продольной МС хорошо согласуются с экспериментальными во всем интервале полей перестройки многодоменного состояния. А некоторое расхождение расчетных данных для поперечной МС с экспериментальными в области минимума $\epsilon_{\perp\text{rev}}$ не превышает ошибок измерения.

Используя (28), рассчитаем зависимость намагниченности кристалла как целого в магнитном поле, лежащем в ЛП. В пренебрежении необратимой составляющей перестройки многодоменного состояния ($\delta = 0$) выражение для намагниченности примет вид

$$\frac{m(H)}{M_s} = \frac{1}{I(H/H_0)} \frac{H}{H_{ff}} \times$$

$$\times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \varphi \exp\left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi\right) d\varphi, \quad (30)$$

где M_s — намагниченность однородного состояния кристалла при $H = H_{ff}$.

На рис. 11 пунктиром показана зависимость $m(H)/M_s$, полученная согласно (30), для параметров функции распределения тех же, что и при расчете МС. Сплошной прямой показана зависимость $m(H)/M_s$, для однородного состояния с ЛЛН. Рас-

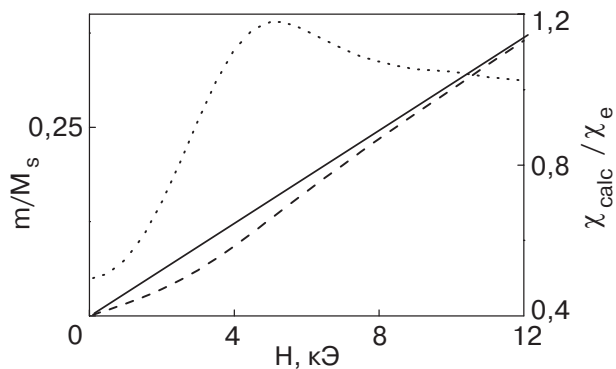


Рис. 11. Модельные зависимости намагниченности, нормированной на ее предельное значение, и магнитной восприимчивости, нормированной на ее значение в однородном состоянии, от поля в области многодоменного состояния.

четная кривая для многодоменного состояния имеет характерное провисание по отношению к зависимости для однородного состояния и согласуется с экспериментальными данными $m(H)$ для NiCl_2 [17] (см. рис. 7).

Дифференцирование уравнения (30) по H дает расчетную магнитную восприимчивость $\chi_{\text{calc}}(H)$. Зависимость $\chi_{\text{calc}}(H)/\chi_e$ показана на рис. 11 точками. При $H < H_d$ она пропорциональна H^2 , при $H \sim H_d$ имеет максимум, а при дальнейшем возрастании поля стремится к значению для однородного состояния χ_e . Максимум в $\chi(H)$ связан с быстрым изменением $p(\varphi)$ вблизи $H \approx H_d$. На рис. 12 приведена экспериментально полученная зависимость магнитной восприимчивости для NiCl_2 [45].

5.4. Магнитоупругие механизмы влияния дефектов на формирование АФМ доменов

Выше мы выбирали функцию распределения направлений вектора \mathbf{L} АФМ доменов при $H = 0$ как

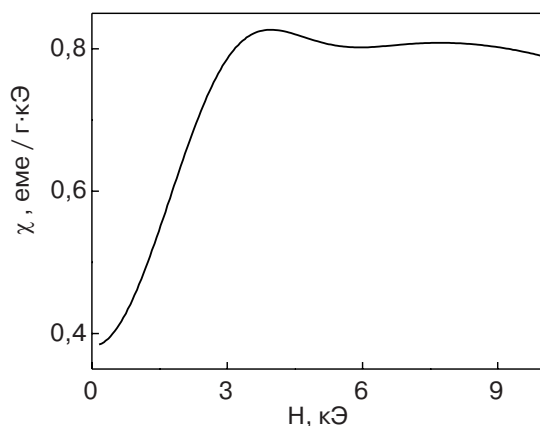


Рис. 12. Зависимость магнитной восприимчивости NiCl_2 от поля при первом его вводе в области перестройки многодоменного состояния.

равновероятную. Представить картину взаимного расположения доменов, их стенок и дефектов при таком распределении довольно сложно. Заполнить плоскость доменами с границами, имеющими согласованные МС деформации, не представляется возможным. В точках, где сходится более двух доменов, будут возникать упругие напряжения. Но если эти места будут совпадать с местоположениями дефектов структуры кристалла, создающих вокруг себя напряжения противоположного знака, то дополнительная упругая энергия кристалла, связанная с этими напряжениями, будет уменьшена, и система АФМ доменов может оказаться энергетически выгодной. Продemonстрируем подобную ситуацию на примере гипотетического распределения магнитоупругих доменов с несколькими эквивалентными «легчайшими» направлениями векторов \mathbf{L} в ЛП.

Подобная структура для случая равновероятного распределения доменов с векторами \mathbf{L} , расположенными под углом 120° (60°), была рассмотрена в [15] и приведена на рис. 13. Легкая плоскость кристалла представлена совокупностью гексагонов. Их границы изображены сплошными линиями. Спонтанная МС гексагонов приведет, например как на рисунке, к растяжению вдоль диагонали гексагона параллельно \mathbf{L} и сжатию в перпендикулярном направлении. Деформированные гексагоны на рис. 13 изображены пунктирными линиями. Во всех областях рассматриваемой структуры механические напряжения в основном скомпенсированы подбором взаимной конфигурации направлений \mathbf{L} в граничащих доменах. Исключение составляют области стыка трех доменов, где нескомпенсированные (для данного примера растягивающие) механические напряжения

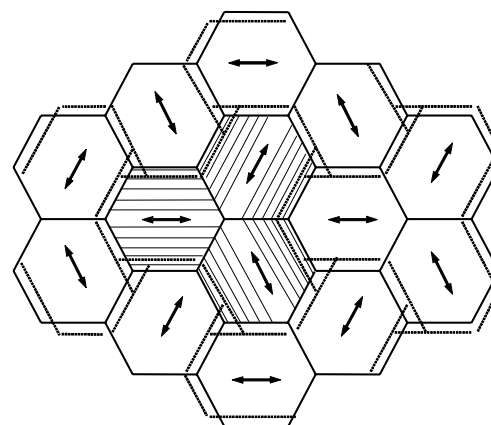


Рис. 13. Гипотетическая структура магнитоупругих доменов в ЛП АФМ. Двойными стрелками показаны направления намагниченностей подрешеток в доменах. Сплошными линиями обозначены границы доменов до спонтанной стрикции, а пунктирными — после нее. Заштрихованная триада доменов — элемент, формирующий доменную структуру кристалла.

не устранимы. Эти области образуются при схождении доменов, относящихся к разным «триадам» (на рисунке одна из таких триад доменов заштрихована). Гексагон в результате деформации становится двухосным с симметрией C_3 локального растяжения в обсуждаемых узлах.

В идеальном кристалле приведенная доменная структура в виде набора деформированных гексагонов оставляет домены частично напряженными. Наличие треугольников растяжения в точках схождения трех доменов означает, что домены деформированы без сохранения объема. Однако оценки, проведенные в [15], показывают, что энергетический проигрыш МУ энергии при такой неоднородности деформаций гексагонов составляет лишь несколько процентов от МУ энергии однородного состояния. Поэтому структуру, приведенную на рис. 13, можно рассматривать в качестве достаточно хорошего приближения МУ доменов с минимумом упругих напряжений и с минимальной потерей упругой энергии.

Если поместить в точке схождения трех доменов точечные растягивающие дефекты, то согласование деформаций, порожденных дефектом, и МУ деформаций доменов приведет к частичной или полной компенсации напряжений, создаваемых этими источниками. Объем области кристалла, деформируемой дефектом, и потери энергии, связанные с дефектом, уменьшатся. Точечные дефекты, возникающие при росте, повышают упругую энергию кристалла. Совмещение точки расположения дефекта с узлом схождения трех доменов уменьшит эту добавку к энергии, т.е. сделает многодоменное состояние предпочтительным. Аналогичное упругое согласование можно получить, если через узел схождения трех доменов проходит дисклинация, перпендикулярная ЛП [46]. Подчеркнем, что и в

случае точечных дефектов и в случае дисклинаций среднее напряжение, которое эти дефекты оказывают на стенки, не зависит от температуры, что поясняет наблюдаемую в $CoCl_2$ независимость параметра H_d от температуры.

Геометрическая структура доменов, приведенная на рис. 13, предполагает наличие дефектов, изотропно растягивающих кристалл в ЛП. При этом дефект не задает направлений для векторов \mathbf{L} в доменах, сохраняя ориентационное вырождение в ЛП. Если спонтанная МС доменов будет противоположного знака, то при схождении трех доменов будет образована область сжатия. Для стабилизации такой структуры необходимы дефекты другого типа, например вакансии.

Модель «триад» имеет иную функцию распределения доменов по ориентациям \mathbf{L} , чем рассмотренная в разделе 5.1. Тем не менее все качественные особенности поведения вынужденной МС и намагничивания кристалла в области перестройки многодоменного состояния будут присутствовать и в ней, хотя их детали будут несколько отличаться.

Механизм окружения дефектов триадами доменов не учитывает собственного взаимодействия дефектов, которое может способствовать равновесности многодоменного состояния.

Рассмотрим [19] взаимодействие дефектов в простейшем случае плоской изотропной среды, когда энергия взаимодействия между соседними дефектами (их номера обозначим i и j) зависит только от расстояния между ними $e = e(r_{ij})$. Пусть при установлении однородного АФМ порядка происходит однородная спонтанная анизотропная МС, причем вдоль оси x она положительна и равна $\varepsilon^{(S)}$, а вдоль y такая же по величине, но отрицательная, $-\varepsilon^{(S)}$ (обе оси лежат в ЛП). Полная энергия взаимодействия между дефектами при этом будет

$$E = \sum_{ij} e(r_{ij}) = \sum_{ij} e(r_{0ij}) + \sum_{ij} \left\{ \frac{\partial e}{\partial(x_i - x_j)} (x_{0i} - x_{0j}) - \frac{\partial e}{\partial(y_i - y_j)} (y_{0i} - y_{0j}) \right\} \varepsilon^{(S)} +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{ij} \left\{ \frac{\partial^2 e}{\partial(x_i - x_j)^2} (x_{0i} - x_{0j})^2 - 2 \frac{\partial^2 e}{\partial(x_i - x_j) \partial(y_i - y_j)} (x_{0i} - x_{0j})(y_{0i} - y_{0j}) + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 e}{\partial(y_i - y_j)^2} (y_{0i} - y_{0j})^2 \right\} (\varepsilon^{(S)})^2. \quad (31)$$

Первая сумма в (31) равна энергии E_0 взаимодействия дефектов до спонтанной анизотропной МС. В приближении независимости анизотропной деформации от локальных положений дефектов вторая сумма в (31) должна быть равна нулю. Вы-

ражение при квадрате $\varepsilon^{(S)}$ в третьей сумме обозначим k . Энергия взаимодействия между дефектами после анизотропной МС примет вид

$$E = E_0 + k(\varepsilon^{(S)})^2. \quad (32)$$

Если рассматривать ростовые дефекты, которые можно считать почти равновесными, то энергия взаимодействия между ними должна удовлетворять принципу минимальности. В этом случае $k > 0$ и однородная спонтанная анизотропная МС, выгодная для бездефектного кристалла, увеличивает энергию взаимодействия дефектов. То есть зависимость энергии взаимодействия дефектов от магнитоэстроционных смещений создаст квазиупругую возвращающую силу.

Поскольку дефекты не могут двигаться по кристаллу, то, как следует из (32), они будут препятствовать формированию однодоменного состояния АФМ с анизотропной МС. Кристалл будет разбиваться на области с однородной, но разнонаправленной МС в них. Таким образом, оба рассмотренных механизма МУ взаимодействия дефектов и доменов способствуют равновесности многодоменного АФМ состояния.

6. Заключение

Анализ данных вынужденной МС и намагниченности многодоменного АФМ состояния в слоистых ЛП АФМ дигалидов группы железа показывает, что система АФМ доменов в них связана с МУ взаимодействиями спонтанно деформированных доменов и упругих полей дефектов. При этом в многодоменном состоянии спонтанная МС кристалла как целого в отсутствие магнитного поля близка к нулю, тогда как домены сохраняют свою спонтанную МС. Спонтанное понижение симметрии при установлении АФМ порядка, при многократном вырождении для пространственной ориентации вектора антиферромагнетизма, реализуется в данном случае через формирование неоднородного многодоменного состояния. Это многодоменное состояние обратимо при вводе–выводе магнитного поля, т.е. является термодинамически равновесным.

Известно, что спонтанное понижение симметрии в АФМ происходит из-за того, что однородная анизотропная МС понижает магнитную энергию кристалла линейно по величине стрикционных деформаций. Упругая энергия кристалла повышается при этом квадратично по этой же величине. В результате полная энергия кристалла достигает минимума при некоторой равновесной спонтанной МС. В реальных кристаллах упругая энергия дополняется взаимодействием упругих полей дефектов, расстояния между которыми существенно больше параметра решетки. Поэтому проигрыш в упругой энергии при спонтанной МС может быть уменьшен, если МС деформации будут не однородными, а согласованны-

ми с упругими полями дефектов. Этого может оказаться достаточно, чтобы скомпенсировать потери обменной энергии на доменных стенках. Иными словами, формирование многодоменного магнитоупругого состояния в кристалле с дефектами является следствием наличия дальнедействующих упругих сил, связанных с дефектами. Это приводит к неоднородному упругодеформированному состоянию кристалла, что влечет за собой неоднородность магнитного состояния. И именно это неоднородное состояние обеспечивает минимум полной энергии кристалла при спонтанной МС. Заметим, что это должно иметь место не только в ЛП АФМ, но и в ферромагнетиках со спонтанной МС. Однако в них образование многодоменного состояния стимулируется в первую очередь магнитоэстроическими силами. И вклад, связанный с дефектами и магнитоупругостью, оказывается либо не основным, либо, как минимум, замаскированным.

1. J.W. Leech and A.J. Manuel, *Proc. Phys. Soc.* **B69**, 210 (1956).
2. Н. Yoshizawa, К. Ubukoshi, and К. Hirakawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **48**, 42 (1980).
3. М.К. Wilkinson, J.W. Cable, E.O. Wollan, and W.C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497(1959).
4. М.О. Кострюкова, Л.М. Каширская, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 400 (1969).
5. А.С. Боровик-Романов, *Антиферромагнетизм*, в кн. *Итоги науки*, Изд-во АН СССР, Москва (1962).
6. А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, *ЖЭТФ* **65**, 1085 (1973).
7. К. Katsumata and К. Yamasaka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **34**, 346 (1973).
8. J. Magarino, J. Tuchendler, A.R. Fert, and J. Gelard, *Solid State Commun.* **23**, 175 (1977).
9. А.С. Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский, *ЖЭТФ* **47**, 2095 (1964).
10. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *ФТТ* **7**, 217 (1965).
11. А.Ф. Лозенко, П.Е. Пархомчук, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, *ФНТ* **14**, 941 (1988).
12. А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, Наука, Москва (1985).
13. D. Billerey, С. Terrier, A.J. Pointon, and J.P. Redoules, *J. Magn. Magn. Mater.* **21**, 187 (1980).
14. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, *УФЖ* **43**, 1469 (1998).
15. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 489 (2001).
16. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 872 (2001).
17. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, *ФНТ* **28**, 378 (2002).
18. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, Т.М. Яткевич, *ФТТ* **46**, 317 (2004).
19. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, *ЖЭТФ* **126**, 1209 (2004).
20. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев, *ФНТ* **25**, 699 (1999).

21. H. Gomony and V. Loktev, *J. Phys.* **C14**, 3959 (2002).
22. М.М. Фарзтдинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах*, Наука, Москва (1981).
23. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
24. В.Г. Барьяхтар, А.Е. Боровик, В.А. Попов, *ЖЭТФ* **62**, 2233 (1972).
25. А.Н. Богданов, И.Е. Драгунов, *ФНТ* **24**, 1136 (1998).
26. С.В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
27. В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988).
28. L. Neel, *Ann. Phys.* **3**, 137 (1948).
29. В.Г. Барьяхтар, А.Е. Боровик, В.А. Попов, *ЖЭТФ* **9**, 634 (1969).
30. Y.Y. Li, *Phys. Rev.* **101**, 1450 (1956).
31. V.V. Eremenko, N.F. Kharchenko, and L.I. Belyi, *J. Appl. Phys.* **50**, 7751 (1979).
32. Н.Ф. Харченко, А.В. Белый, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **446**, 1451 (1980).
33. И.Е. Дзялошинский, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 110 (1977).
34. А.С. Ковалев, А.М. Косевич, *ФНТ* **3**, 259 (1977).
35. Е.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **42**, 1354 (1962).
36. З.А. Казей, М.В. Леванидов, В.И. Соколов, *ПТЭ* **1**, 196 (1982).
37. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, *ФНТ* **26**, 671 (2000).
38. J. Gunzbourg, S. Papassimacopoulos, A. Mieden-Gros, and A. Allain, *J. Phys.* **C32**, 125 (1971).
39. D. Billerey, C. Terrier, A.J. Pointon, and J.P. Redoules, *J. Magn. Magn. Mater.* **21**, 187 (1980).
40. Л. Неель, *Известия АН СССР, сер. физ.* **21**, 890 (1957).
41. М.Е. Lines, *Phys. Rev.* **131**, 546 (1963).
42. В.М.Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **28**, 91 (2002).
43. W.J. De Haas, В.Н. Schultz, and J. Koolhaas, *Physica* **7**, 57 (1940).
44. С. Starr, F. Bitter, and A.R. Kaufmann, *Phys. Rev.* **58**, 977 (1940).
45. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, Т.М. Яткевич, *ФНТ* **30**, 38 (2004).
46. А.М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1987).

Magnetoelasticity and domain structure
in antiferromagnetic crystals of an iron-group
dihalides

V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko,
and P.A. Trotsenko

Formation of the antiferromagnetic magnetoelastic domains in the easy-plane antiferromagnets of an iron-group dihalides in which the infinite-fold degeneracy of the spatial orientation of an antiferromagnetism vector \mathbf{L} in a easy plane is removed due to spontaneous magnetostriction is investigated. Domains in considered crystals differ from each other not only directions of a vector \mathbf{L} but also a directions of the main axes of spontaneous magnetostriction deformations, connected to the \mathbf{L} . Thus the system of antiferromagnetic domains appears to identical system of elastic domains. It is shown that processes of magnetization and striction, which are forced by magnetic field in a multidomain antiferromagnetic state, are interconnected. The data of the forced magnetostriction field dependences in a multidomain state of the easy-plane antiferromagnets CoCl_2 and NiCl_2 are given and analyzed. It is shown that though magnetostriction in cycles of introducing– deducing of a magnetic field includes both the convertible and irreversible contributions, the main component is convertible one. It is shown that only domains with magnetoelastic striction are responsible for convertibility (equilibrium) of a multidomain state. The description of the magnetostriction field dependencies of homogeneous and multidomain states and also the behavior of magnetization of crystals in a magnetic field are carried out. For the description of rearrangement of a multidomain state the approximation of the continuous distribution of domains on orientations of their \mathbf{L} vector in the easy plane of a crystal in absence of an external magnetic field is used. It is shown that the coordination of elastic fields of domain system and elastic fields of defects is capable to provide formation of a convertible multidomain state, that is to make this state energetically favourable. Results of consideration are well matched to experimental data.