

РОЛЬ ДЕФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ МНОГОДОМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ С МАГНИТОУПРУГИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

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

*Институт физики Национальной академии наук Украины
03028, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 18 июня 2004 г.

Проанализированы данные полевых зависимостей вынужденной магнитострикции в многодоменном состоянии легкоплоскостного антиферромагнетика CoCl_2 в циклах: введение–выведение магнитного поля, лежащего в легкой плоскости, введение–выведение магнитного поля, лежащего в легкой плоскости, но перпендикулярного ранее вводившемуся и т. д. Показано, что магнитострикция кристалла в многодоменном состоянии содержит две части. Во-первых, часть, обратимую в цикле введение–выведение магнитного поля, которая в исследованном кристалле составляет основной вклад. И, во-вторых, сравнительно небольшую необратимую часть, т. е. вклад, сохраняющийся после выведения магнитного поля. Установлено, что в малых полях обратимая часть магнитострикции пропорциональна квадрату внешнего магнитного поля. Найдено, что вынужденная полем перестройка многодоменного антиферромагнитного состояния ведет к особенностям в полевой зависимости намагниченности кристалла. В частности, в лежащем в плоскости магнитном поле, близком к нулю, поперечная восприимчивость оказывается уменьшенной вдвое в сравнении с ее значением в области полей, в которых кристалл находится уже в однодоменном состоянии. В то же время вблизи поля монодоменизации появляется максимум поперечной магнитной восприимчивости. Показано, что дефекты могут способствовать образованию обратимого многодоменного состояния. При этом определяющими являются упругие и магнитоупругие взаимодействия. Описано многодоменное состояние антиферромагнетиков на основе введения функции распределения доменов по ориентациям их вектора антиферромагнетизма относительно направления магнитного поля и ее магнито-полевой зависимости. Результаты рассмотрения удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными для CoCl_2 .

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитное упорядочение во многих антиферромагнетиках реализуется в виде неоднородного многодоменного антиферромагнитного состояния [1]. Антиферромагнитные домены различаются между собой направлениями вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} . Формирование многодоменного состояния антиферромагнетиков не связано с размагничивающими (дипольными по своей природе) полями [2]. Потери обменной энергии в доменных стенках должны делать это состояние энергетически невыгод-

ным. Поэтому основной проблемой описания многодоменного антиферромагнитного состояния является, прежде всего, объяснение причин его образования [1, 3].

Домены в антиферромагнетиках впервые изучались при исследованиях ориентационных фазовых переходов в одноосных антиферромагнетиках [4, 5]. В области полей перехода от состояния с легкоосной антиферромагнитной 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 антиферромагнетиков [5]. Описание такого состояния, обра-

*E-mail: lozenko@iop.kiev.ua

зованного в магнитном поле, намагничивающем антиферромагнетик, осуществлялось с учетом магнитостатической энергии [6].

В отсутствие магнитного поля антиферромагнетики не намагничены. Для объяснения образования многодоменного состояния при их упорядочении предлагаются различные механизмы [1], но единого механизма, приемлемого для всех антиферромагнетиков, по-видимому, не существует. Наиболее универсален, на первый взгляд, энтропийный механизм [7], согласно которому проигрыш обменной энергии в стенках компенсируется понижением свободной энергии $-T\Delta S$ за счет повышения энтропии в многодоменном состоянии. Здесь T — температура, ΔS — прирост энтропии. Этот вклад зависит от температуры и обращается в нуль при $T \rightarrow 0$. Энтропийный механизм в ряде случаев позволяет объяснить образование многодоменного состояния лишь вблизи точки Нееля [1].

Во многих антиферромагнетиках равновесное либо почти равновесное многодоменное состояние существует во всем интервале температур от T_N до $T \rightarrow 0$, и его связывают с действием различного рода дефектов. 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, относящаяся к одной из магнитных подрешеток. В работах [8, 9] было показано, что винтовая дислокация в антиферромагнетиках приводит к образованию спиновой дисклинации, которая при учете анизотропии ведет к образованию многодоменного антиферромагнитного состояния. Дефекты могут стабилизировать и многодоменность кинетической природы, которая возникает в ходе антиферромагнитного упорядочения [10].

Простейший случай влияния дефектов на формирование многодоменного состояния связан с так называемыми «металлургическими дефектами», вблизи которых решетка искажена так, что локально изменяются направления полей анизотропии. И локальные ориентации вектора антиферромагнетизма определяются неоднородностями. В данной работе этот случай рассматриваться не будет, а будут обсуждаться достаточно совершенные кристаллы с неизбежными для них дефектами. Внимание будет сосредоточено на многодоменных состояниях, являющихся следствием магнитоупругого взаимодей-

ствия магнитной подсистемы с упругими полями дефектов, которое изучено не в достаточной мере.

По результатам экспериментальных наблюдений полевых зависимостей магнитострикции [11] легкоплоскостных антиферромагнетиков дигалидов группы железа, в которых наличие доменов подтверждено в том числе и данными нейтронографических наблюдений [12], был сделан вывод о том, что многодоменное состояние этих антиферромагнетиков имеет магнитоупругую природу. При этом в многодоменном антиферромагнитном состоянии кристалл как целое не испытывает спонтанной анизотропной магнитострикции в легкой плоскости, сопровождающей антиферромагнитное упорядочение, в то время как в доменах, судя по наличию щели для низкочастотной ветви антиферромагнитного резонанса, такая деформация реализуется. В магнитном поле по мере перехода к однодоменному состоянию происходит восстановление спонтанной магнитострикции уже во всем кристалле. При выводе поля исходное недеформированное состояние кристалла, а значит, и многодоменность почти в полной мере восстанавливаются. Такая квазиравновесность многодоменного состояния антиферромагнетиков может, по нашему мнению, стабилизироваться взаимодействиями спонтанно деформированных доменов с полями упругих напряжений дефектов. Например, в работе [13] показано, что три домена, сходящиеся в одной вершине (триада доменов), с повернутыми векторами \mathbf{L} в них на 120° друг относительно друга, создают упругие напряжения, компенсирующие напряжения в решетке, создаваемые дефектами определенного типа, помещенными в данную вершину.

Таким образом, упругое взаимодействие доменов и дефектов может обеспечить энергетический выигрыш многодоменного состояния. С другой стороны, магнитополевая зависимость перестройки многодоменного состояния антиферромагнетиков под действием магнитного поля должна зависеть от конкретного механизма стабилизации этого состояния. Именно этот аспект будет предметом дальнейшего внимания в данной работе.

2. ПЕРЕСТРОЙКА МНОГОДОМЕННОГО СОСТОЯНИЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА CoCl_2 МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ (ПО ДАННЫМ МАГНИТОСТРИКЦИИ)

Двухподрешеточные антиферромагнетики CoCl_2 относятся к слоистым дигалидам с симметрией D_{3d}^5 . Они состоят из сэндвичей, образованных слоями ионов Co^{2+} , окруженных с двух сторон слоями Cl^- ,

с ионно-ковалентной связью внутри сэндвичей и ван-дер-ваальсовой между ними [14]. Ионы Co^{2+} внутри слоев связаны относительно сильным ферромагнитным обменом. Обменное взаимодействие ионов Co^{2+} между ближайшими сэндвичами (т.е. между ближайшими слоями Co^{2+}) антиферромагнитно и весьма слабо (много меньше внутрислоевого ферромагнитного обмена). Температура Нееля для CoCl_2 равна $T_N = 24.7$ К [15].

Одноосная легкоплоскостная анизотропия в CoCl_2 велика (поле анизотропии при $T = 4.2$ К составляет приблизительно 150 кЭ), в то время как симметрично-допустимую внутрислоевую анизотропию экспериментально обнаружить не удалось. Малость внутрислоевой анизотропии приводит к вырождению направлений вектора $\mathbf{L} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$ в плоскости, где \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 — намагниченности подрешеток. При охлаждении кристалла ниже T_N в отсутствие внешнего магнитного поля в нем реализуется многодоменное антиферромагнитное состояние [12]. При введении магнитного поля, лежащего в легкой плоскости, кристалл можно перевести к однородному состоянию, в котором векторы \mathbf{L} всех доменов единообразно устанавливаются перпендикулярно вводимому полю, оставаясь лежать в легкой плоскости. Векторы \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 скашиваются к направлению поля, продолжая находиться в легкой плоскости. По достижении поля схлопывания (при $T = 4.2$ К для CoCl_2 оно равно $H_{ff} \approx 32$ кЭ [15]) намагниченности подрешеток становятся параллельными друг другу и полю.

Измерения вынужденной магнитострикции монокристаллов CoCl_2 во внешних магнитных полях проводились при помощи емкостного dilatометра [16]. Применялась сборка магнитов, создающих поля, перпендикулярные друг другу. При этом оба поля были направлены в плоскости кристалла. Образец имел форму пластинки с размерами $5 \times 5 \times 1$ мм³, а ось симметрии кристалла была перпендикулярна плоскости пластинки. Удлинение кристалла измерялось в направлении, лежащем в плоскости вдоль одной из его сторон. Величина вынужденной стрикции (относительное удлинение) $\varepsilon(H) = \Delta\ell(H)/\ell$, где ℓ — длина кристалла в направлении измерения, $\Delta\ell(H)$ — ее приращение в поле. Кристаллографические направления в плоскости образца-пластинки не контролировались. Образцы вырезались относительно них случайным образом.

На рис. 1 приведены зависимости $\varepsilon(H)$ кристалла CoCl_2 в цикле ввода-вывода скрещенных магнитных полей. Кривым 1 и 2 на рис. 1 отвечают измерения магнитострикции $\varepsilon_{\perp}(H)$, соответственно, при

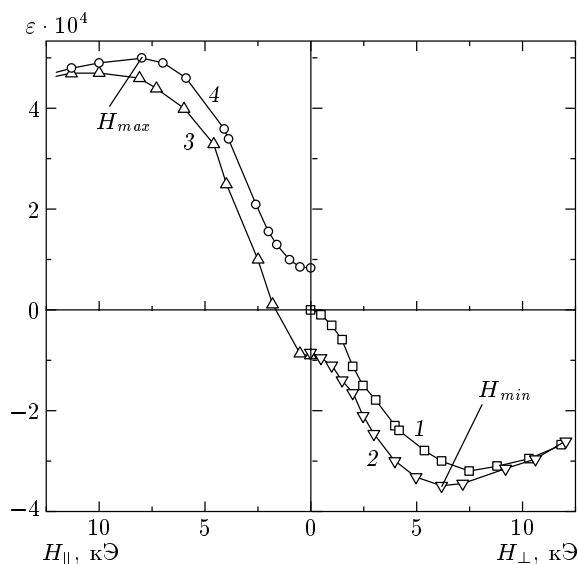


Рис. 1. Зависимости относительного удлинения кристалла CoCl_2 от величины напряженности магнитного поля при $T = 4.2$ К. Кривые 1 и 2 получены при вводе и выводе магнитного поля H_{\perp} , перпендикулярного направлению измерения удлинения; кривые 3 и 4 — при вводе и выводе поля H_{\parallel} , параллельного направлению измерения

вводе и выводе поля H , перпендикулярного направлению измерения размера кристалла, а кривым 3, 4 — измерения $\varepsilon_{\parallel}(H)$ соответственно при последующем введении и выведении поля H вдоль этого направления. Как видно, зависимости магнитострикции имеют вид петли «гистерезиса» с остаточной стрикцией, знак которой определяется направлением выводимого поля. Отметим, что такой гистерезис связан с изменением не знака вводимого поля, а его направления на 90° . Если многократно вводить-выводить поле одного и того же направления, меняя или не меняя его знак, то гистерезис не наблюдается, а остаточная стрикция фиксируется лишь после первого ввода-вывода поля.

Величины относительного удлинения при перестройке многодоменного состояния кристалла CoCl_2 (в небольших полях, до 10 кЭ) достигают довольно больших (для антиферромагнетиков) значений порядка $5 \cdot 10^{-4}$, что фактически соответствует восстановлению полем спонтанной магнитострикции однодоменного состояния. Как следует из зависимостей, приведенных на рис. 1, полученных в полях с переключением направления, в многодоменном состоянии эта спонтанная магнитострикция, реализующаяся в доменах, скомпенсирована с точностью до относительно малой величины остаточной стрик-

ции, а до первого ввода магнитного поля даже и эта остаточная деформация отсутствует. В то же время, как следует из данных для случая антиферромагнитного резонанса [17], домены в этом состоянии сохраняют свою спонтанную деформацию, оставаясь практически ненапряженными, что проявляется в присутствии в спектре низкочастотной ветви антиферромагнитного резонанса щели, обусловленной спонтанной магнитострикцией. Это означает, что модель многодоменного состояния должна сочетать отсутствие суммарной стрикции у всего кристалла с взаимно-доменной конфигурацией, когда домены остаются свободными, а значит спонтанно-стриктированными, и практически не создают напряжений друг на друге.

На рис. 1 видно, что в области перехода от многодоменного состояния к однородному кристалл CoCl_2 испытывает положительную деформацию (вытягивается) вдоль поля, а в перпендикулярном к полю направлении сжимается. В полях обеих ориентаций, больших 10 кЭ, реализуются однородные (однодоменные) состояния, вблизи перехода к которым для $\varepsilon_{\parallel}(H)$ наблюдается максимум, а для $\varepsilon_{\perp}(H)$ — минимум. При этом максимальное поле H_{max} оказывается не равным (большим) минимальному полю H_{min} . Кроме того, оказывается, что $\varepsilon_{\parallel}(H_{max}) > |\varepsilon_{\perp}(H_{min})|$. Такая асимметрия зависимостей $\varepsilon_{\parallel}(H)$ и $\varepsilon_{\perp}(H)$, как будет показано ниже, связана с особенностями полевой зависимости магнитострикции однородного состояния.

Ограничиваясь рассмотрением анизотропных магнитоупругих взаимодействий только в легкой плоскости, определим поведение магнитострикции в однородном состоянии. Сумма магнитоупругой и упругой энергий с учетом гексагональной симметрии кристалла CoCl_2 имеет вид [13]

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

где $\alpha, \beta = 1, 2$ нумеруют подрешетки $\alpha \geq \beta$; γ, λ, δ — температурно-зависимые параметры магнитоупругих взаимодействий; $n_{\alpha x}, n_{\alpha y}$ и $n_{\beta x}, n_{\beta y}$ — направляющие косинусы векторов намагниченностей подрешеток \mathbf{s}_{α} и \mathbf{s}_{β} , U_{ij} — компоненты тензора деформации, оси x и y ориентированы в легкой плос-

кости. Квадратичные по U_{ij} слагаемые описывают упругий вклад в свободную энергию кристалла. Первая и вторая суммы (1) относятся к анизотропным магнитоупругим взаимодействиям, определяемым направлениями магнитных моментов в подрешетках. Слагаемые с $\alpha = \beta$ описывают внутри-, с $\alpha \neq \beta$ — межподрешеточные вклады. Третья сумма описывает изотропные в легкой плоскости магнитоупругие взаимодействия.

В однородном состоянии спины обеих подрешеток одинаковым образом скошены к полю, лежащему в легкой плоскости, а косинус угла скоса пропорционален отношению внешнего поля H к полю схлопывания спинов H_{ff} . Минимизируя (1) по компонентам U_{ij} с учетом такой ориентации спинов в поле, получим выражения для зависимостей величин деформаций от величины прикладываемого поля. Для деформации U_{yy} , когда \mathbf{H} ориентировано вдоль y либо x , имеем

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

где верхний знак отвечает ориентации поля $\mathbf{H} \parallel y$, т. е. случаю, когда поле параллельно измеряемой деформации U_{yy} , а нижний — ориентации $\mathbf{H} \parallel x$, т. е. перпендикулярному направлению измеряемого размера кристалла. Магнитострикция однородного состояния кристалла CoCl_2 анализировалась в работе [18], но только для ее измерений вдоль поля, и поэтому отмеченная выше несимметричность полевой зависимости стрикции там не обсуждалась.

При измерениях магнитострикции размер кристалла при $H = 0$ принимается за начало отсчета, т. е. изотропные вклады в деформацию, фигурирующие в (2), включаются в этот размер при температуре проводимых измерений. В результате выражение для стрикции кристалла CoCl_2 в направлениях вдоль поля и поперек него можно представить в виде

$$\varepsilon_{d\parallel,\perp} = \pm \varepsilon^{(S)} \left(1 - 2(1 + \eta_{\parallel,\perp}) \frac{H_{\parallel,\perp}^2}{H_{ff}^2} \right). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon^{(S)}$ — величина спонтанной стрикции однодоменного состояния с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ при $\mathbf{H} \rightarrow 0$, значения которой определяются путем экстраполяции $\varepsilon_{d\parallel,\perp}(H^2)$ из области больших полей, в которых антиферромагнитное состояние однородно, к $H \rightarrow 0$; H_{\parallel} и H_{\perp} соответствуют магнитным полям, направленным вдоль и поперек направления измеряемо-

го размера; $\eta_{\parallel,\perp}$ — параметр, зависящий от направления поля и определяющий скорость приращения стрикции в поле. Согласно (3) стрикция однородного состояния при $H = 0$ должна удовлетворять равенствам $\varepsilon_{d\parallel}(H_{\parallel} = 0) = \varepsilon^{(S)}$, $\varepsilon_{d\perp}(H_{\perp} = 0) = -\varepsilon^{(S)}$, при этом

$$\varepsilon^{(S)} = \frac{2\gamma_{11} - \gamma_{12}}{C_{11} - C_{12}}.$$

Величины $\eta_{\parallel,\perp}$ также определяются параметрами магнитоупругих взаимодействий:

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

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

Как видим, при $\delta_{12} \neq 0$ и $\gamma_{12} \neq 0$ полевые зависимости $\varepsilon_{d\parallel}(H^2)$ и $\varepsilon_{d\perp}(H^2)$ имеют разные наклоны, так как $\eta_{\parallel} \neq \eta_{\perp}$.

Экспериментальная установка допускала ввод поля H_{\parallel} вплоть до H_{ff} . В таких больших полях магнитострикция однодоменного состояния квадратично зависит от H , удовлетворяя выражению (3). По этим измерениям в работе [18] были определены величины $\varepsilon^{(S)} = 6.3 \cdot 10^{-4}$ и $\eta_{\parallel} = -0.2$. Величины полей, вводимых перпендикулярно направлению измерения, были ограничены значением $H_{\perp} = 13$ кЭ. В этом интервале полей участок реализации однородного состояния оказывается слишком мал. Поэтому данного интервала недостаточно для определения η_{\perp} по данным стрикции. Однако, как будет видно дальше, величина η_{\perp} может быть определена из анализа зависимости $\varepsilon_{\perp}(H_{\perp})$, относящейся к области полей перестройки многодоменного состояния. Установленной выше несимметричности в полевых зависимостях $\varepsilon_{\parallel}(H)$ и $\varepsilon_{\perp}(H)$ соответствует случай, когда $H_{max} > H_{min}$ и $\varepsilon_{\parallel}(H_{max}) > |\varepsilon_{\perp}(H_{min})|$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ КРИСТАЛЛА CoCl_2 В МНОГОДОМЕННОМ СОСТОЯНИИ

Рассмотрим поведение магнитострикции при перестройке многодоменного состояния в малых полях. На рис. 2 приведены зависимости стрикции многодоменного состояния от квадрата напряженности магнитного поля только при его выводе. Они соответствуют участкам кривых 2 и 4 на рис. 1. Как видно, при $H < 2.5$ кЭ зависимость относительного удлинения кристалла при выводе поля описывается выражением

$$\varepsilon_{\parallel,\perp} = \varepsilon_{r\parallel,\perp} + \alpha_{\parallel,\perp} H_{\parallel,\perp}^2, \quad (4)$$

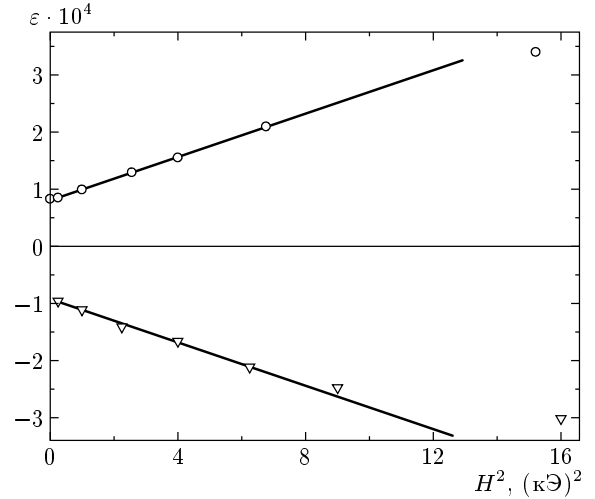


Рис. 2. Зависимости относительного удлинения кристалла CoCl_2 в многодоменном состоянии от квадрата напряженности магнитного поля при его выводе, соответствуют кривым 2 и 4 на рис. 1

где $\varepsilon_{r\parallel,\perp}$ — остаточная стрикция при измерениях вдоль (\parallel) и поперек (\perp) выводимого поля, абсолютные значения которой почти равны между собой ($\varepsilon_{r\parallel} \approx \varepsilon_{r\perp}$), а $\alpha_{\parallel} \approx -\alpha_{\perp}$ — эмпирические параметры. Перепишем (4) в виде

$$\varepsilon_{\parallel,\perp} = \varepsilon_{r\parallel,\perp} \pm \varepsilon^{(S)} \frac{H_{\parallel,\perp}^2}{H_d^2}, \quad (5)$$

где H_d — параметр, имеющий размерность напряженности магнитного поля. Для согласования с данными измерений величина H_d должна быть равна $H_d = 5.7 \pm 0.5$ кЭ. Зависимость $\varepsilon(H)$ для первого ввода поля при $H < 2.5$ кЭ описывается выражением (4), но с $\varepsilon_r = 0$. В условиях, когда формирование многодоменного состояния связано с дефектами, достижение равновесного состояния после каждого изменения магнитного поля будет происходить по истечении времени релаксации, которое, вообще говоря, зависит от многих факторов и может быть достаточно большим. В записи выражения (4) предполагается, что все релаксационные процессы произошли и величина $\varepsilon(H)$ является квазиравновесной.

Как уже отмечалось, при вводе магнитного поля число доменов с ориентацией вектора $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ будет возрастать, а с ориентацией $\mathbf{L} \parallel \mathbf{H}$ уменьшаться. В состоянии до первого ввода поля относительные объемы доменов с любой ориентацией должны быть одинаковы. Для описания многодоменного состояния можно ввести функцию распределения доменов $p(\varphi)$, которая определяется из отношения объема до-

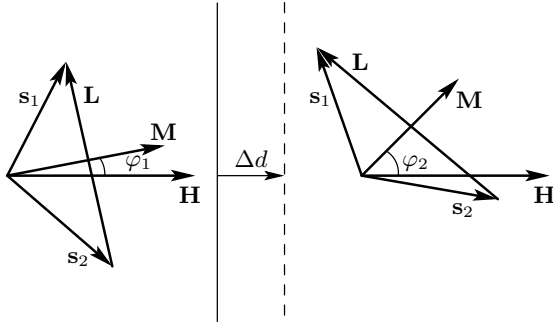


Рис. 3. Ориентации векторов спинов подрешеток s_1 и s_2 , а также намагнитченности M и вектора антиферромагнетизма L домена относительно вектора напряженности магнитного поля H . Показано расположение соседних доменов с разными ориентациями векторов L в них

менов с ориентацией вектора L , определяемой углом φ относительно направления поля, к объему всего кристалла. Выберем φ как угол между нормалью к L и направлением H . Его изменение следует рассматривать в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$, поскольку L является скорее директором, чем вектором. Для определенности будем определять φ как угол между $M = s_1 + s_2$ и H (см. рис. 3).

Из зависимостей, приведенных на рис. 2, следует, что для $H < 3$ кЭ в начале перестройки многодоменного состояния к однородному проявляется только анизотропная составляющая стрикции доменов. Зависящие от поля вклады в магнитострикцию однодоменного состояния начинают проявляться, приводя к асимметрии стрикции многодоменного состояния, в полях $H > 3$ кЭ. Поэтому в малых полях выражение для относительного удлинения кристалла вдоль направления вводимого поля можно представить в виде

$$\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon^{(S)} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2 \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) p(\varphi) d\varphi. \quad (6)$$

Здесь учтено, что спонтанная анизотропная магнитострикционная деформация отдельного одиночного домена в направлении вдоль и перпендикулярно L равна, соответственно, $\mp \varepsilon^{(S)}$. Плотность распределения доменов нормирована в виде условия

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

Для малых полей ($H < H_d$) [19] выражение для плотности распределения доменов, удовлетворя-

ющее зависимости (3) при выводе магнитного поля, имеет вид

$$p(\varphi) = \frac{1}{\pi} \left\{ 1 + 4 \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon^{(S)}} + \frac{H^2}{H_d^2} \right) \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right) \right\}, \quad (7)$$

где ε_r — модуль остаточной стрикции в (4), получаемой при выводе поля. Распределение (7) зависит только от угла φ . Отношение величин остаточной и анизотропной стрикции в (7) определяет долю той части доменов, которые при выводе поля сохраняют заданную им ориентацию с $L \perp H$. Для первого ввода магнитного поля в (7) следует положить $\varepsilon_r = 0$ [19].

Согласно (7), распределение доменов при выводе магнитного поля содержит два слагаемых, одно из которых связано с обратимой составляющей перестройки многодоменного состояния, а второе относится к необратимой составляющей. Оно характеризуется остаточной магнитострикцией. Поэтому $\varepsilon(H)$ для кристалла можно представить в виде двух слагаемых:

$$\varepsilon(H) = \varepsilon_{rev}(H) + \varepsilon_{unr}(H), \quad (8)$$

где $\varepsilon_{rev}(H)$ — обратимый вклад в результирующую стрикцию, а $\varepsilon_{unr}(H)$ — необратимый. Вообще говоря, оба слагаемых в (8) зависят от прикладываемого поля и стадии цикла его ввода, хотя $\varepsilon_{unr}(H)$, видимо, начиная с некоторой величины введенного поля, не должно зависеть от его величины. Будем предполагать, что при выводе магнитного поля необратимая часть стрикции во всем интервале полей существования многодоменного состояния остается постоянной и ее величина равна остаточной, т. е. $\varepsilon_{unr}(H) = \varepsilon_r = \text{const}$. Согласно этому, можно определить полевые зависимости вкладов в стрикцию $\varepsilon_{rev}(H)$ и $\varepsilon_{unr}(H)$ при вводе поля другого направления.

На рис. 4 приведены графики для выделенных из экспериментальных данных на основе этих представлений полевых зависимостей $\varepsilon_{rev}(H)$ и $\varepsilon_{unr}(H)$ для кристалла CoCl_2 . При этом обратимая в цикле ввода скрещенных полей часть $\varepsilon_{rev}(H)$ не имеет «гистерезиса», ее величины одинаковы при вводе поля и его выводе. Для $\varepsilon_{rev}(H)$ становится еще более выраженной несимметричность полевой зависимости. Необратимая составляющая $\varepsilon_{unr}(H)$ имеет вид петли гистерезиса. Замыкающий участок петли для зависимости $\varepsilon_{unr}(H)$ на рис. 4 (в первом квадранте) воспроизведен, исходя из отмеченного выше свойства антисимметричности магнитострикции в малых полях, поскольку экспериментальные данные на рис. 1 для этого участка отсутствуют.

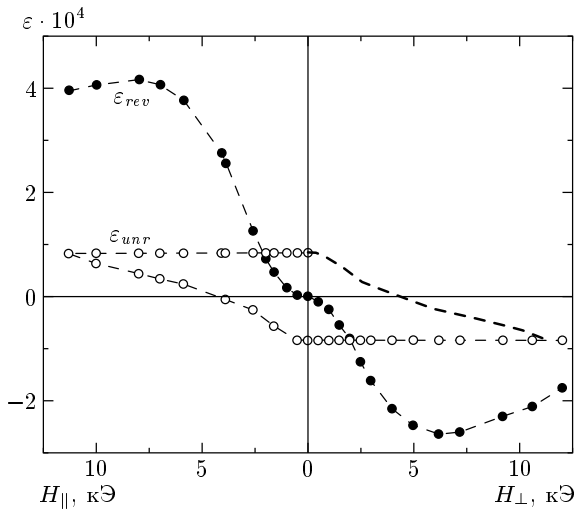


Рис. 4. Зависимости обратимой $\epsilon_{rev}(H)$ и необратимой $\epsilon_{unr}(H)$ составляющих стрикции кристалла CoCl_2 в скрещенных магнитных полях в циклах ввода-вывода магнитного поля

Если в многодоменном состоянии домены «свободны» и имеют магнитострикцию такую же, как и в однородном состоянии, то увеличение объема доменов с выгодной ориентацией в поле при уменьшении объема остальных доменов следует рассматривать как происходящее при движении доменных стенок. При этом для каждого значения магнитного поля существует определенный баланс объемов доменов с разными направлениями \mathbf{L} , т. е. при достижении равновесия в каждом поле действие магнитных сил на подвижные стенки компенсируется силами противодействия изменению исходной равновероятности доменов с различными ориентациями \mathbf{L} . Если за многодоменность ответственны дефекты, то каждому равновесию в поле соответствует возникновение определенных упругих напряжений в кристалле, связанных с рассогласованностью упругих полей дефектов и упругих полей магнитострикционных деформаций в доменах.

4. МАГНИТОПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОМЕНОВ $p(\varphi)$

Рассмотрим два разных, но граничащих между собой домена, углы ориентаций векторов \mathbf{L} в которых обозначим φ_1 и φ_2 (рис. 3). Пусть $H \neq 0$ и поле H направлено в легкой плоскости. Под действием поля в обоих доменах происходит скос спинов. Плотности энергии, приобретаемые доменами, при этом равны:

$$e_1 = -\frac{1}{2}\chi_e H^2 \cos^2 \varphi_1, \quad e_2 = -\frac{1}{2}\chi_e H^2 \cos^2 \varphi_2,$$

где χ_e — магнитная восприимчивость однородного состояния антиферромагнетика для легкоплоскостной ориентации поля. При перемещении стенки на Δd полем будет выполнена работа, вычисляемая как произведение разности плотностей энергий на изменение объема:

$$\Delta A_{12} = \frac{1}{2}\chi_e H^2 (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_2) S \Delta d, \quad (9)$$

где S — площадь движущейся стенки. Эту же величину работы можно определить, используя величину напряжения σ , которое домены оказывают на стенку:

$$\Delta A_{12} = \sigma S \Delta d. \quad (10)$$

Из сравнения формул (8) и (9) получим для напряжения, действующего на стенку в магнитном поле, выражение

$$\sigma = \frac{1}{2}\chi_e H^2 (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_2). \quad (11)$$

При достижении равновесного изменения $p(\varphi)$ в заданном поле H это напряжение должно быть скомпенсировано «силами противодействия» для той части перераспределения доменов, которая обратима. Заметим, что в выражении (11) не учитывается вклад в работу по перемещению доменной стенки изменения магнитоупругой энергии доменов в многодоменном состоянии CoCl_2 . Но магнитоупругая энергия много меньше энергии спинов в поле, поэтому этим вкладом пренебрегли.

Проведя в (11) усреднение по φ_2 , определим величину среднего напряжения, с которым магнитное поле (посредством разного скоса спинов) действует на стенки доменов с ориентацией φ_1 . Получим, что среднее напряжение равно

$$\overline{\sigma}_\varphi = \frac{1}{2}\chi_e H^2 \left(\cos^2 \varphi - \overline{\cos^2 \varphi} \right), \quad (12)$$

где чертой сверху обозначено среднее по ориентациям доменов, которые окружают выделенный домен с ориентацией φ . Для каждого конкретного домена число соседних доменов конечно. Однако при получении формулы (12) проведено вычисление для доменов «ориентации φ » в среднем. Именно поэтому в (12) опущены индексы у углов, поскольку среднее по всем ориентациям доменов не должно зависеть от индекса φ . И тогда среднее, обозначенное чертой сверху, надо брать по всем ориентациям доменов.

Введение «сил противодействия», обеспечивающих равновесие многодоменной структуры при

$H \neq 0$, по своей сути является термодинамическим. В действительности же, поля напряжений, противодействующие смещениям стенок, могут быть неоднородными. Так, при движении стенки, если на ее пути находится дефект, происходит изгиб поверхности стенки. При этом возникают поверхностные силы, препятствующие смещению стенки, и чем больше изгиб, тем большей будет сила пиннинга. Существует и более общий подход для описания смещения доменной стенки, когда ее рассматривают в потенциальном поле и равновесному положению стенки отвечает минимум потенциальной энергии. При смещении стенки от положения равновесия возникают силы, противоположные смещению и равные градиенту потенциальной энергии. Параметры этих квазиупругих сил определяются величиной упругого взаимодействия стенки и дефектов. При рассмотрении движения стенки вводят, кроме того, силы вязкого трения. Поскольку нас интересует только равновесие в поле, а не скорость его достижения, эти силы не будут нами рассматриваться.

Необратимая часть перестройки доменов наиболее вероятно связана с частью доменов, для которой ориентация \mathbf{L} не удерживается уравновешивающими квазиупругими силами. Чтобы различать обратимую и необратимую составляющие перестройки многодоменного состояния, представим функцию распределения доменов в виде суммы

$$p(\varphi) = (1 - \delta)p_{rev}(\varphi) + \delta p_{unr}(\varphi), \quad (13)$$

где δ — относительная часть объема, занятая доменами, которые ориентируют свой магнитный момент \mathbf{M} вдоль поля, не вызывая «сил противодействия». Мы не будем сейчас обсуждать природу и вид зависимости $p_{unr}(\varphi)$. А для $p_{rev}(\varphi)$ с учетом (12) можем записать, полагая в (7) $\varepsilon_r = 0$:

$$dp_{rev}(\varphi) = \frac{8}{\pi \chi_e H_d^2} d\sigma_\varphi. \quad (14)$$

Однако такая пропорциональность получена и будет выполняться только в малых полях, когда $H \ll H_d$, а $p_{rev}(\varphi) \rightarrow 1/\pi$. При этом не выполняется очевидное условие: прирост объема одних доменов возможен только за счет объема других доменов. Это условие проявляется в области больших полей. Действительно, в больших полях плотность $p(\varphi)$ для доменов с $\varphi = \pi/2$ будет бесконечно малой, т. е. $p \rightarrow 0$, тогда как упругое напряжение, приложенное к стенкам этих доменов, в соответствующем поле будет самым большим. Ясно, что абсолютное изменение функции распределения этих доменов dp в больших

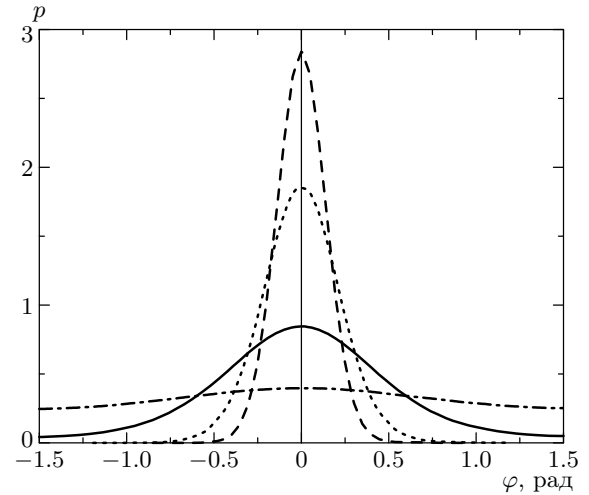


Рис. 5. Полевые зависимости функции плотности распределения доменов при $H = 2$ кЭ (штрихпунктирная линия), 5 кЭ (сплошная линия), 10 кЭ (пунктирная), 15 кЭ (штриховая)

полях, невзирая на величины напряжений, действующих на них, должно стремиться к нулю, в то время как относительное изменение будет велико. С учетом этих соображений сделаем дополнительное предположение, согласно которому прирост плотности распределения доменов пропорционален не просто величине изменения напряжения, действующего на стенку, а имеет вид $dp(\varphi) \propto p(\varphi) d\sigma_\varphi$. В качестве критерия справедливости сделанного предположения выберем сравнение с экспериментом для магнитопольевой зависимости намагниченности и полевой зависимости обратимой части магнитострикции в цикле ввода–вывода взаимно-перпендикулярных полей в плоскости кристалла CoCl_2 . Запишем дифференциальное уравнение для $p_{rev}(\varphi)$:

$$\frac{dp_{rev}(\varphi)}{p_{rev}(\varphi)} = \frac{8}{\chi_e H_d^2} d\sigma_\varphi, \quad (15)$$

которое при $H \ll H_d$ согласуется с (7) и (14) и ограничивает прирост объема доменов с невыгодной ориентацией \mathbf{L} в больших полях.

Из уравнения (15) получим выражение для функции распределения доменов по углу φ :

$$p_{rev}(\varphi) = \frac{1}{I(H/H_0)} \exp\left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi\right), \quad (16)$$

где введены обозначения

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

На рис. 5 приведены графики зависимостей $p_{rev}(\varphi)$ для $H_d = 5.7$ кЭ и разных значений поля $H = 2, 5, 10, 15$ кЭ. Видим, что по мере возрастания H распределение становится однонаправленным с преимущественной ориентацией доменов с $\varphi = 0$, когда $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Однако даже при $H = 15$ кЭ $\approx 2.5H_d$ распределение остается достаточно широким.

Имея выражение для плотности распределения доменов, рассмотрим поведение магнитных свойств многодоменного состояния антиферромагнетиков.

5. ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОСТРИКЦИИ, НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В МНОГОДОМЕННОМ СОСТОЯНИИ

Используем выражение плотности распределения доменов (16) для анализа полевой зависимости обратимой части относительного удлинения кристалла при введении магнитного поля во всем интервале полей перехода многодоменного состояния к однородному. Выражение для обратимой магнитострикции многодоменного состояния в приближении идеального многодоменного состояния, когда $\varepsilon_{unr} = 0$, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{\parallel}(H)}{\varepsilon^{(S)}} &= \frac{1}{I(H/H_0)} \times \\ &\times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\left(1 - 2(1 + \eta_{\parallel}) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) \cos^2 \varphi - \right. \\ &\left. - \left(1 - 2(1 + \eta_{\perp}) \frac{H^2 \cos^2 \varphi}{H_{ff}^2} \right) \sin^2 \varphi \right] \times \\ &\times \exp \left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi \right) d\varphi. \end{aligned} \quad (17)$$

Аналогично (17) можно записать выражение и для магнитострикции, перпендикулярной направлению вводимого поля.

Легко показать, что в малых полях $H/H_0 \ll 1$ при разложении (16) получим (7), а также получим квадратичный ход для стрикции, подобный выражению (4). Для согласия с экспериментом будем считать, что $H_0 = H_d/2\sqrt{2}$.

На рис. 6 приведено сравнение экспериментально измеренных величин $\varepsilon_{\parallel rev}(H)$ и $\varepsilon_{\perp rev}(H)$ с расчетом $\varepsilon_{\parallel}(H)$ по формуле (17) и аналогичной ей для $\varepsilon_{\perp}(H)$. Значения параметров $\varepsilon^{(S)}$, H_d , H_{ff} , η_{\parallel} приняты равными их значениям, установленным по экспериментальным данным для обратимой составляю-

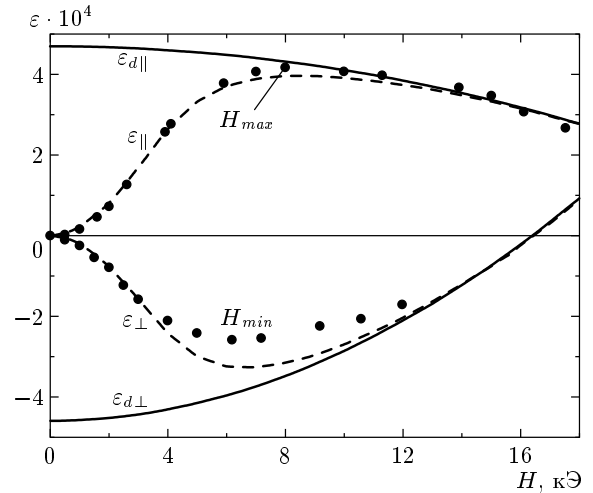


Рис. 6. Полевые зависимости магнитострикции многодоменного (штриховые линии) и однородного (сплошные) состояний

щей магнитострикции кристалла CoCl_2 . При этом, чтобы удовлетворить описанной ранее несимметричности продольной и поперечной стрикций в полевых зависимостях, при модельных расчетах выбрано $\eta_{\perp} = 0.9$. Сплошными линиями на рис. 6 приведены полевые зависимости магнитострикции однородного состояния, которые были рассчитаны при тех же значениях параметров с использованием выражения (3). Расчетная кривая продольной магнитострикции хорошо согласуется с экспериментальными данными для всего интервала полей перехода к однородному состоянию. Для поперечной магнитострикции в области минимума расчетные величины несколько выше экспериментальных данных $\varepsilon_{\perp rev}$. Такое расхождение фактически не превосходит ошибки измерения стрикции. Поэтому следует считать, что для изучаемого явления магнитострикции многодоменного состояния соответствие теории и эксперимента и в случае поперечной магнитострикции достаточно хорошее. Хотя лучшее соответствие может быть достигнуто при проведении измерений поперечной стрикции при больших величинах полей.

Используя выражение для распределения доменов (15), рассчитаем зависимость средней намагниченности кристалла в магнитном поле, ориентированном в легкой плоскости. В приближении идеального многодоменного состояния, когда $\delta = 0$, выражение для намагниченности можно записать в виде

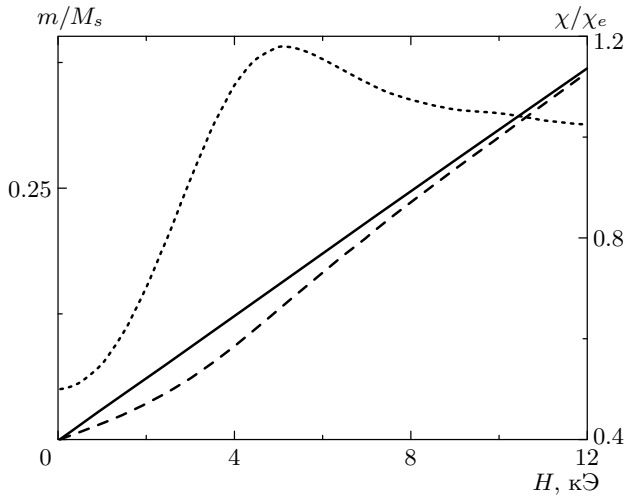


Рис. 7. Полевые зависимости нормированной намагниченности $m(H)/M_S$ и магнитной восприимчивости многодоменного состояния $\chi(H)/\chi_e$. Сплошная линия — намагниченность однородного состояния, штриховая — многодоменного состояния; пунктирная — магнитная восприимчивость

$$\frac{m(H)}{M_S} = \frac{1}{I(H/H_0)} \frac{H}{H_{ff}} \times \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \varphi \exp\left(\frac{H^2}{2H_0^2} \cos^2 \varphi\right) d\varphi, \quad (18)$$

где M_S — намагниченность однородного состояния кристалла в поле $H = H_{ff}$.

На рис. 7 штриховой линией изображен график зависимости $m(H)/M_S$, полученной, согласно (18), для значений параметров распределения тех же, что и при расчете средней стрикции. На этом же рисунке приведена зависимость $m(H)/M_S$ (сплошная прямая линия) для случая, если бы состояние кристалла во всех полях было однородным с $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$. Видим, что наличие многодоменного состояния и его перестройка в поле приводят к нелинейной зависимости намагниченности от поля, которая теперь имеет характерное провисание по отношению к линейной зависимости [20] для однородного состояния. Такую нелинейность экспериментально наблюдали не только в кристалле CoCl_2 [21], но и в других кристаллах, в частности, NiCl_2 [19, 22]. Данное поведение $m(H)$ не объяснялось в цитируемых работах.

Нами проводились измерения $m(H)$ для образцов CoCl_2 , но других, чем те, на которых изменялась магнитострикция. Полученные зависимости полностью подобны приведенным на рис. 7, однако

для полного соответствия необходимо выбирать H_d , несколько отличающиеся от приведенного выше значения $H_d = 5.2$ кЭ. Это представляется естественным, если полагать, что многодоменное состояние связано с дефектностью, различной у разных кристаллов.

Обратим внимание еще на одну особенность полевой зависимости намагниченности многодоменного состояния легкоплоскостного антиферромагнетика. В малых полях $H \ll H_d$ зависимость $m_{rev}(H)$ можно представить в виде

$$m(H) = \frac{1}{2} \chi_e H \left(1 + \frac{H^2}{8H_0^2}\right). \quad (19)$$

Следовательно, магнитная восприимчивость обратной составляющей намагниченности в самом начале процесса перестройки многодоменного антиферромагнитного состояния должна быть в два раза меньше ее значения для однородного состояния. Это подтверждается экспериментально [19, 22]. При $\delta \neq 0$ изменение величины магнитной восприимчивости многодоменного состояния при $H \rightarrow 0$ будет немного меньшим, чем вдвое, и должно зависеть от стадии цикла ввода или вывода скрещенных магнитных полей.

Дифференцируя по полю зависимость (19), найдем полевую зависимость магнитной восприимчивости $\chi(H)$. На рис. 7 пунктирной линией изображен график этой зависимости, нормированной на значение магнитной восприимчивости однородного состояния, $\chi(H)/\chi_e$. Как видим, для малых полей ($H < H_d$) магнитная восприимчивость растет с увеличением поля по квадратичному закону. При $H \sim H_d$ она имеет максимум, а при дальнейшем возрастании поля стремится к своему значению для однородного состояния. Этот максимум следует связывать с относительно резким изменением плотности распределения доменов в полях $H \approx H_d$. Такой максимум наблюдался экспериментально и для NiCl_2 [22] однако его объяснение в работе [22] не было достаточно обоснованным.

6. ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОЙ АНИЗОТРОПНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ДЕФЕКТАМИ

Можно предположить, что процесс перестройки многодоменного состояния антиферромагнетика определяется взаимодействием упругих полей

дефектов и упругих полей конфигурации магнитострикционных антиферромагнитных доменов, обеспечивающим равновесие многодоменного состояния как при $H = 0$, так и при $H \neq 0$, и его обратимость. Однако способно ли это взаимодействие обеспечить энергетический выигрыш при образовании многодоменного состояния?

Понятно, что провести исчерпывающее описание взаимодействия дефектов между собой, а также с упругими полями доменов в реальном кристалле очень сложно [23]. Поэтому рассмотрим этот вопрос лишь качественно в наипростейшем случае плоской изотропной среды с дефектами. Энергия e взаимодействия между двумя соседними дефектами (их номера обозначим i и j) является функцией соединяющего их вектора \mathbf{r}_{ij} , т.е. $e = e(\mathbf{r}_{ij})$. В принятом приближении энергия e будет зависеть только от расстояния между дефектами. Будем полагать, что энергия взаимодействия одного из рассматриваемых дефектов с остальными аддитивна, т.е. $E_i = \sum_j e(\mathbf{r}_{ij})$.

Пусть в такой плоскости произойдет однородная спонтанная анизотропная магнитострикция, связанная с установлением однородного антиферромагнитного порядка. Вдоль оси x (систему координат совместим с i -м дефектом) деформация положительна и равна ε_S , а вдоль оси y — такая же по величине, но отрицательна, $-\varepsilon_S$. Разумеется, обе оси лежат в плоскости. После деформации выражение для энергии взаимодействия i -го дефекта с другими с точностью до слагаемых второго порядка малости будет иметь вид

$$E_i = \sum_j \left\{ e(r_{0ij}) + \left[\frac{\partial e}{\partial x_j} x_{0j} - \frac{\partial e}{\partial y_j} y_{0j} \right] \varepsilon_S + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 e}{\partial x_j^2} x_{0j}^2 - 2 \frac{\partial^2 e}{\partial x_j \partial y_j} x_{0j} y_{0j} + \frac{\partial^2 e}{\partial y_j^2} y_{0j}^2 \right] \varepsilon_S^2 \right\}. \quad (20)$$

Здесь производные вычисляются в положениях j -х дефектов, до того как произошла деформация, их координаты обозначим x_{0j} и y_{0j} , при этом расстояния до них равны r_{0ij} .

Полная энергия взаимодействия между всеми дефектами может быть представлена в виде суммы трех слагаемых:

$$E = \sum_i E_i = \sum_{ij} e(r_{0ij}) + \sum_{ij} \left\{ \frac{\partial e}{\partial(x_i - x_j)} (x_{0i} - x_{0j}) - \frac{\partial e}{\partial(y_i - y_j)} (y_{0i} - y_{0j}) \right\} \varepsilon_S + \frac{1}{2} \sum_{ij} \left\{ \frac{\partial^2 e}{\partial(x_i - x_j)^2} (x_{0i} - x_{0j})^2 - 2 \frac{\partial^2 e}{\partial(x_i - x_j) \partial(y_i - y_j)} (x_{0i} - x_{0j})(y_{0i} - y_{0j}) + \frac{\partial^2 e}{\partial(y_i - y_j)^2} (y_{0i} - y_{0j})^2 \right\} \varepsilon_S^2. \quad (21)$$

Первую сумму в (21) обозначим E_0 . Она равна энергии взаимодействия дефектов до возникновения анизотропной магнитострикции. В рассматриваемом приближении изоморфности анизотропной деформации по отношению к локальным положениям дефектов вторая сумма в (21) должна быть равна нулю. Выражение при ε_S^2 в третьей сумме обозначим k . Теперь полную энергию взаимодействия между дефектами после анизотропной магнитострикции запишем в виде суммы двух слагаемых:

$$E = E_0 + k \varepsilon_S^2. \quad (22)$$

Ростовые дефекты можно считать почти равновесными, значит энергия взаимодействия между ними должна удовлетворять принципу минимальности. Поэтому следует полагать $k > 0$. В этом случае однородная спонтанная анизотропная магнитострикция, выгодная для бездефектного кристалла, приводит к росту энергии взаимодействия между дефектами. Таким образом, зависимость энергии взаимодействия между дефектами от магнитострикционных смещений обеспечивает квазиупругую возвращающую силу.

Если дефекты не имеют возможности двигаться по кристаллу, то, как следует из формулы (22), они будут препятствовать формированию однодоменного состояния антиферромагнетика с анизотропной магнитострикцией. Кристалл будет разбиваться на области с однородной, но разнонаправленной магнитострикцией. При этом размеры доменов будут согласованными с расстояниями между дефектами. Вариант геометрически правильной структуры доменов с дефектами, не изменяющими своего взаимного расположения при формировании многодоменного состояния, проанализирован в работе [13]. Там также показано, что упругое согласование стрикции доменов с дефектами для доменов, образующих три-

ады, приводит к дополнительному, кроме (22), выигрышу энергии многодоменного антиферромагнетика.

Отметим, что в работах [24, 25] рассматривался также магнитоупругий механизм многодоменности антиферромагнетиков с вкладом в свободную энергию, пропорциональным квадрату средней магнитострикции, подобным второму слагаемому в (21). В этих работах данное слагаемое связывали с самодействием упругости доменов друг на друга подобно магнитодипольному взаимодействию ферромагнитных доменов. Однако этот подход требует, по нашему мнению, дополнительного обоснования.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что магнитострикция многодоменного состояния кристалла CoCl_2 определяется распределением доменов по ориентациям вектора антиферромагнетизма в них, а процесс перестройки многодоменного состояния можно описать изменением данного распределения доменов в магнитном поле.

Равновесное многодоменное состояние магнитоупругой природы может возникать в антиферромагнетике за счет согласования напряжений, возникающих при спонтанной стрикции доменов с полями упругих напряжений дефектов. Такое взаимодействие приводит к образованию квазиупругих сил, обеспечивающих равновесие многодоменного состояния. При изменении магнитного поля эти силы оказывают противодействие смещению доменных стенок. Получено выражение для полевой зависимости равновесной составляющей плотности распределения доменов и с ее помощью рассчитано поведение обратимых составляющих для стрикции, намагниченности и магнитной восприимчивости. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показывает хорошее согласие для всей области полей перехода к однодоменному состоянию.

Показано, что кроме обратимой в цикле ввод-вывод магнитного поля части функции распределения доменов по направлениям вектора антиферромагнетизма относительно внешнего магнитного поля существует также и необратимая. Изучение соотношения этих двух частей в кристаллах с контролируемым числом дефектов разного типа представляется интересной задачей для дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Фарзтдинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах*, Наука, Москва (1981).
2. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
3. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
4. L. Neel, *Ann. Phys.* **3**, 137 (1948).
5. В. Г. Барьяхтар, А. А. Галкин, В. А. Попов, *ЖЭТФ* **62**, 2233 (1972).
6. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988).
7. Y. Y. Li, *Phys. Rev.* **101**, 1450 (1956).
8. И. Е. Дзялошинский, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 110 (1977).
9. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, *ФНТ* **3**, 259 (1977).
10. Е. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **42**, 1354 (1962).
11. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *Украин. физ. ж.* **43**, 1469 (1998).
12. M. K. Wilkinson, J. W. Cable, E. O. Wollan, and W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497 (1959).
13. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 489 (2001).
14. M. E. Lines, *Phys. Rev.* **131**, 546 (1963).
15. J. W. Leech and A. J. Manuel, *Proc. Phys. Soc. B* **59**, 210 (1956).
16. З. А. Казей, М. В. Леванидов, В. И. Соколов, *ПТЭ* **2**, 196 (1981).
17. А. Ф. Лозенко, П. Е. Пархомчук, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *ФНТ* **14**, 941 (1988).
18. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, *ФНТ* **26**, 671 (2000).
19. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, Т. М. Яткевич, *ФТТ* **46**, 317 (2004).
20. Л. Неель, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **21**, 890 (1957).
21. C. Starr, F. Bitter, and A. R. Kaufmann, *Phys. Rev.* **58**, 977 (1940).
22. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, П. А. Троценко, Т. М. Яткевич, *ФНТ* **30**, 38 (2004).
23. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).
24. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, *ФНТ* **25**, 699 (1999).
25. H. Gomonay and V. Loktev, *J. Phys. C* **14**, 3959 (2002).