

## Феноменологическое описание многодоменного состояния легкоплоскостного антиферромагнетика $\text{NiCl}_2$

В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, Т.М. Яткевич

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03650, Украина*  
E-mail: lozenko@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 18 июня 2003 г.

Проведен анализ экспериментальных данных зависимостей стрикции и намагниченности от величины магнитного поля при переходе кристалла  $\text{NiCl}_2$  из многодоменного антиферромагнитного состояния в однородное. Показано, что эти зависимости определяются средней ориентацией доменов, для характеристики которой использован параметр сонаправленности доменов. С помощью этого параметра проведено феноменологическое описание многодоменного состояния антиферромагнетика  $\text{NiCl}_2$ .

Проведено аналіз експериментальних даних залежностей стрикції та намагніченості від величини магнітного поля при переході кристала  $\text{NiCl}_2$  з багатодоменного антиферромагнітного стану до однорідного. Показано, що ці залежності визначаються середньою орієнтацією доменів, для характеристики якої використано параметр співнаправленості доменів. За допомогою цього параметра проведено феноменологічний опис багатодоменного стану антиферромагнетика  $\text{NiCl}_2$ .

PACS: 76.60.–k

### Введение

Антиферромагнитная фаза слоистого легкоплоскостного кристалла  $\text{NiCl}_2$  [1–3] во всем интервале температур ее существования реализуется в виде многодоменного состояния [4]. В многодоменном состоянии в каждом из доменов вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  однороден, а при переходе от одного домена к другому  $\mathbf{L}$  изменяет направление, оставаясь в легкой плоскости (ЛП). С помощью внешнего магнитного поля кристалл можно перевести из многодоменного состояния в однородное с  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ , причем это происходит в полях много меньших полей схлопывания подрешеток [5–7]: для  $T = 4,2$  К отношения величин этих полей больше 10. Однородное состояние хорошо изучено, и его поведение в магнитном поле удовлетворяет теории Нееля [8] для антиферромагнетиков (АФ).

Несмотря на то что кристалл  $\text{NiCl}_2$  является уже как бы классическим объектом среди огромного семейства АФ, природа его многодоменного состояния остается до сих пор не изученной. Это касается

и других ЛП кристаллов из семейства дигалидов группы железа. Вообще говоря, в отличие от ферромагнетиков, многодоменность которых связана с энергетической невыгодностью для образца (как целого) иметь магнитный момент, причина образования многодоменного антиферромагнитного состояния не столь очевидна, так как в АФ, как в однородном состоянии, так и в многодоменном, при  $H = 0$  всегда отсутствует намагниченность.

При изучении данных полевых зависимостей вынужденной магнитострикции (МС) [7] кристалла  $\text{NiCl}_2$  было показано, что многодоменное состояние «почти» обратимо в циклах ввода и вывода магнитного поля. В работе [7], согласно таким данным экспериментальных наблюдений вынужденной МС, было высказано предположение о магнитоупругой природе многодоменности в  $\text{NiCl}_2$ . В многодоменном состоянии наблюдается полная компенсация (для всего кристалла) анизотропной МС доменов, когда каждый из доменов имеет спонтанную деформацию, а кристалл в целом такой деформации не имеет. При введении магнитного поля по мере пере-

хода к однородному состоянию происходит восстановление спонтанной МС.

Обратимая многодоменность может быть связана с действием дефектов решетки, более того, дефекты могут способствовать многодоменности. К формированию многодоменного состояния могут привести винтовые дислокации [9,10]. Более согласующимся с магнитоупругостью доменов является учет дисклинаций решетки [11]. Суть такого механизма образования доменов сводится к тому, что спонтанно деформированные домены, окружая дисклинацию, экранируют ее упругость, обеспечивая при этом энергетическую выгоду многодоменного состояния.

В то же время в [12] был предложен иной механизм магнитоупругой многодоменности, основанный на учете согласования деформаций поверхности кристалла и его спонтанной объемной деформации, возникающей при установлении в кристалле антиферромагнитного порядка.

Какой из представленных механизмов является предпочтительным, можно определить, изучая свойства многодоменного состояния. Например, при исследовании температурных особенностей поведения вынужденной МС при перестройке полем многодоменного состояния в  $\text{CoCl}_2$  [13] было показано, что для этого кристалла определяющим является магнитоупругий механизм, связанный с действием дефектов решетки.

В [14] при изучении многодоменного состояния  $\text{NiCl}_2$ , кроме данных вынужденной МС, анализировались еще и зависимости намагниченности от величины приложенного поля. В свете магнитоупругой природы многодоменности установление взаимосвязи между этими наблюдаемыми весьма принципиально. При этом было показано, что полевые зависимости стрикции и намагниченности хорошо согласованы между собой, в одинаковой мере отражая процесс перестройки многодоменного состояния.

В настоящей работе будет продолжен анализ полевых зависимостей вынужденной МС и намагниченности кристалла  $\text{NiCl}_2$ , относящихся к области полей перестройки многодоменного состояния. Из этих зависимостей будет показано, что процесс перехода из многодоменного состояния в однородное осуществляется согласно магнитоупругому механизму, связанному с действием дефектов. Для описания многодоменного состояния будет использован «параметр сонаправленности доменов».

### Данные экспериментальных наблюдений и их анализ

На рис. 1 приведена обратимая в цикле ввода-вывода магнитного поля составляющая полевой зависимости относительного удлинения кристалла  $\text{NiCl}_2$  в базисной плоскости при  $T = 4,2$  К в скрещенных магнитных полях [7]: поле  $H_{\parallel}$  направлено вдоль направления измерения, ему соответствует верхняя кривая на рис. 1; а  $H_{\perp}$  — перпендикулярно направлению измерения, ему отвечает нижняя кривая на рис. 1. Заметим, что оба поля лежат в ЛП. Вынужденная МС кристалла в многодоменном состоянии анизотропна, и при изменении направления поля на поперечное она изменяет знак. Кристалл вытягивается при  $H = H_{\parallel}$ , а при введении  $H = H_{\perp}$ , наоборот, сжимается на ту же величину. В больших полях ( $\geq 10$  кЭ) независимо от направления  $\mathbf{H}$  в ЛП происходит переход в однородное (однодоменное) состояние. Поведение МС  $\text{NiCl}_2$  в однородном состоянии изучено в [15].

Необратимая же составляющая стрикции приводит к наблюдаемой в циклах ввода-вывода «петле» гистерезиса [14]. Возникновение необратимости связано с образованием некоторого избыточного количества доменов, векторы антиферромагнетизма которых после вывода поля остаются перпендикулярными направлению вводимого поля. Естественно, это приведет к образованию остаточной стрикции, что и наблюдалось в экспериментах. В данной работе будет обсуждаться только обратимая (представляющая основной интерес) составляющая стрикции.

Согласно данным, приведенным на рис. 1, в полях  $\sim 10$  кЭ происходит восстановление однород-

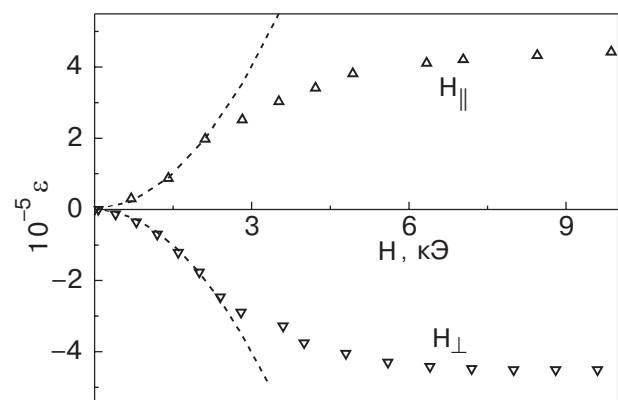


Рис. 1. Кривые зависимости обратимой составляющей относительного удлинения кристалла  $\text{NiCl}_2$  от напряженности магнитного поля при  $T = 4,2$  К для направленного магнитного поля вдоль  $H_{\parallel}$  и перпендикулярно  $H_{\perp}$  направлению измерения.

ной стрикции. В больших полях вплоть до спин-флипа  $H_f = 129$  кЭ [16] дальнейшая деформация кристалла будет происходить только за счет схода спинов подрешеток к магнитному полю [15]. В полях меньших 10 кЭ основной вклад в стрикцию наблюдается вследствие возрастания числа доменов (и их объема) с выгодной ориентацией спинов в них, когда  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ .

В самом начале процесса перестройки многодоменного состояния ( $H \rightarrow 0$ ) величина относительно удлинения кристалла имеет квадратичную зависимость от величины приложенного поля:

$$\varepsilon_{\parallel, \perp} = (\varepsilon_{\parallel, \perp})_s \frac{H^2}{H_d^2}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{\parallel, \perp}$  — относительное удлинение кристалла, определяемое вдоль поля, когда  $H = H_{\parallel}$ , или перпендикулярно полю, когда  $H = H_{\perp}$ ;  $(\varepsilon_{\parallel, \perp})_s$  — спонтанная стрикция кристалла, определяемая из экстраполяции асимптоты полевой зависимости однородного состояния в  $H \rightarrow 0$ , причем в силу анизотропии (относительно направления  $\mathbf{L}$ ) стрикции однородного состояния  $(\varepsilon_{\parallel})_s \approx -(\varepsilon_{\perp})_s$ ;  $H_d^2$  — эмпирический параметр, величина которого для  $\text{NiCl}_2$  равна  $H_d = (3,6 \pm 0,4)$  кЭ [15]. Зависимость (1) для полей  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$  на рис. 1 показана пунктирными линиями. Видим, что реальный ход стрикции, начиная с полей  $\sim 2$  кЭ, происходит гораздо медленнее квадратичной зависимости (1). При этих полях величины стрикции еще далеки от ее значения в однородном состоянии.

На рис. 2 приведена полевая зависимость обратной части намагниченности  $m(H)$  кристалла  $\text{NiCl}_2$  при  $T = 4,2$  К [14]. Как показано в [14], магнитная восприимчивость для обратимой составляющей на-

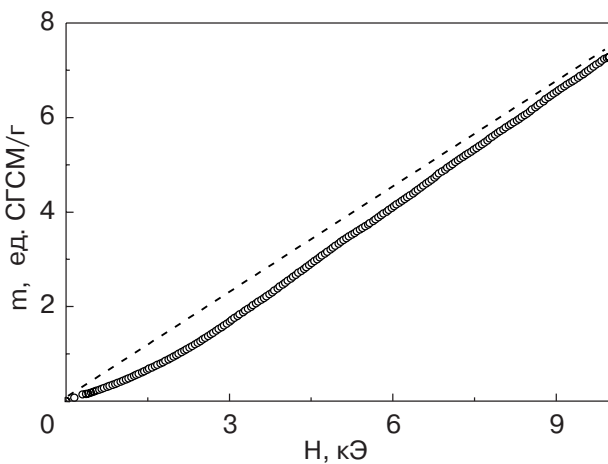


Рис. 2. Зависимость обратимой составляющей намагниченности кристалла  $\text{NiCl}_2$  от напряженности магнитного поля при  $T = 4,2$  К.

магниченности многодоменного состояния, полученной в циклах ввода-вывода поля, при  $H \rightarrow 0$  в два раза меньше ее значения для однородного состояния. Необратимая составляющая приводит к увеличению величины магнитной восприимчивости при  $H \rightarrow 0$ . Согласно теории Нееля, намагниченность ЛП АФ в перпендикулярном трудной оси поле должна иметь линейный ход. Действительно, по данным [6], в однородном состоянии намагниченность  $\text{NiCl}_2$  прямо пропорциональна величине магнитного поля. На рис. 2 пунктирной линией проведена прямая, вдоль которой происходило бы намагничивание кристалла при  $H \rightarrow 0$  в случае однородного состояния с  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ . Видно, что намагниченность при перестройке многодоменного состояния имеет нелинейную зависимость от магнитного поля [5,6].

По данным намагничивания кристалла  $\text{NiCl}_2$  на рис. 3 приведена полевая зависимость для отношения  $m(H)/H$ . Во всем интервале полей отношение  $m(H)/H$  является возрастающей функцией. Величина этого отношения в начале перестройки многодоменного состояния равна магнитной восприимчивости многодоменного состояния:  $\chi_d = m(H \rightarrow 0)/H$ . В полях  $\sim 10$  кЭ, когда перестройка многодоменного состояния почти завершена и дальнейшее намагничивание связано только со сходом спинов к полю, отношение намагниченности к полю будет равно магнитной восприимчивости однородного состояния  $\chi_e$ . При этом следует обратить внимание, что зависимость  $m(H)/H$  в целом весьма похожа на зависимость  $\varepsilon(H)$ .

Магнитная восприимчивость является дифференциальной характеристикой и определяется в виде производной  $\chi = dm(H)/dH$ . На рис. 4 показана зависимость магнитной восприимчивости от величи-

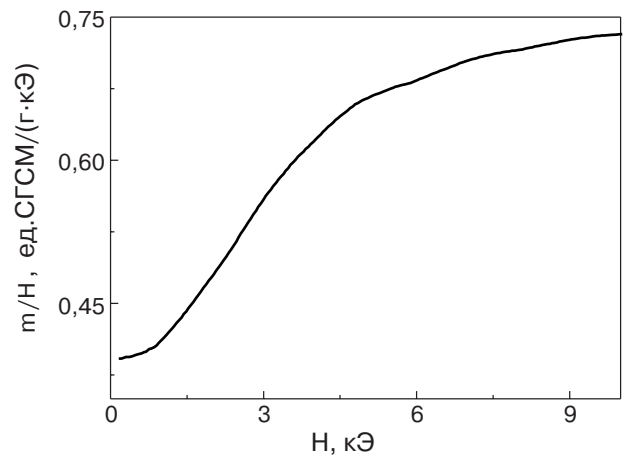


Рис. 3. Зависимость от напряженности магнитного поля отношения намагниченности к напряженности магнитного поля  $m(H)/H$ .

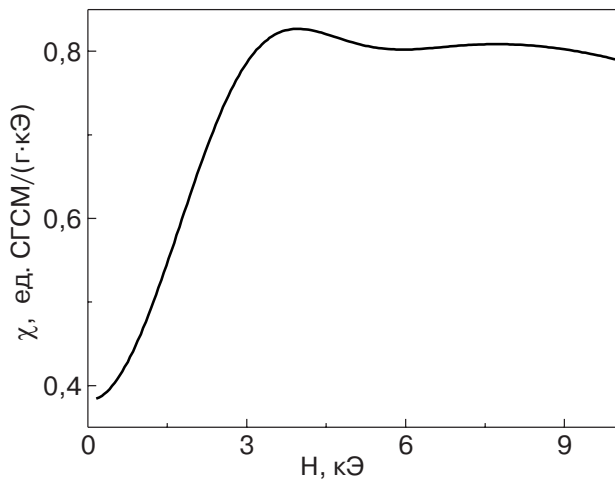


Рис. 4. Зависимость магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля в многодоменном состоянии кристалла NiCl<sub>2</sub>.

ны приложенного магнитного поля, построенная по приведенным на рис. 2 данным. Видим, что магнитная восприимчивость быстро увеличивается в полях до 3 кЭ. Такая ускоренная по полю зависимость  $\chi(H)$  как бы не согласуется с зависимостями для намагниченности и отношения  $m(H)/H$ , согласно которым процесс перехода к однородному состоянию не завершается даже в поле 10 кЭ. Кроме этого, в зависимости  $\chi(H)$  наблюдается максимум.

Для объяснения различий в полевых зависимостях стрикции, намагниченности и магнитной восприимчивости необходимо провести анализ экспе-

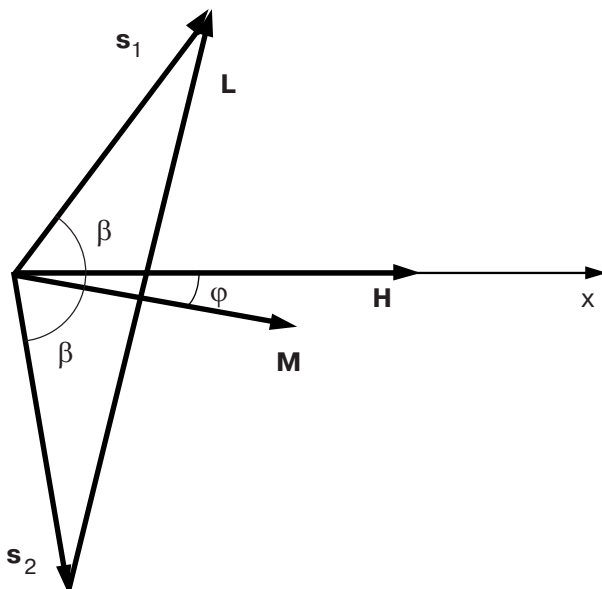


Рис. 5. Ориентации векторов спинов подрешеток  $s_1$  и  $s_2$ , а также намагниченности домена  $M$  и вектора антиферромагнетизма  $L$  относительно вектора напряженности магнитного поля  $H$ .

риментальных данных, в ходе которого был бы учтен процесс перестройки многодоменного состояния и дан ответ на вопрос, как изменяются значения этих наблюдаемых при изменении числа и ориентации доменов под действием поля. В [11,13,15] принято, что домены ориентированы в ЛП и распределение по их ориентациям непрерывно, а ориентация доменов в плоскости определялась с помощью угла  $\varphi$  между вектором намагниченности домена  $M = s_1 + s_2$  и вектором магнитного поля  $H$ , где  $s_1$  и  $s_2$  — магнитные моменты подрешеток, при этом моменты  $s_1$  и  $s_2$ , а также вектор  $M$  лежат в ЛП (см. рис. 5). Вектор  $H$  расположен в плоскости и направлен вдоль оси  $X$ . Вектор антиферромагнетизма, который также лежит в плоскости, определяем стандартно, в виде разности  $L = s_1 - s_2$ . Функцию распределения доменов  $p(\varphi)$  представим как отношение объема доменов с ориентацией  $\varphi$  к объему кристалла, условие нормировки которой запишем в виде

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

В качестве усредненной характеристики для ориентации доменов будем использовать параметр, который назовем «параметром сонаправленности доменов». При этом нужно иметь в виду, что переход от многодоменного состояния к однодоменному в магнитном поле заканчивается восстановлением однородного состояния с  $L \perp H$ . При таком переходе однозначно определить направления векторов  $L$  не представляется возможным, так как в высокосимметричных АФ (в том числе и в NiCl<sub>2</sub>) направления вдоль вектора антиферромагнетизма и противоположное ему являются физически неразличимыми. Это означает, что при определении средней ориентации доменов в многодоменном состоянии к направлению, задаваемому вектором  $L$ , следует подходить как к директору, определяющему ориентацию осей, вдоль которых лежат векторы  $L$ . В случае ЛП АФ, когда векторы  $L$  находятся в ЛП, ориентации таких осей будут определяться значением величины  $n_L = 2(\cos^2 \varphi - 1/2)$ . Исходя из этого усредненную характеристику для ориентации доменов или параметр сонаправленности доменов будем рассчитывать в виде

$$\bar{n}_L = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2})p(\varphi) d\varphi. \quad (2)$$

Выражение (2) для  $\bar{n}_L$  характеризует степень сонаправленности доменов в многодоменном антиферромагнитном состоянии: при  $H = 0$  в многодоменном

состоянии  $\bar{n}_L = 0$ ; в однодоменном состоянии  $\bar{n}_L = 1$ .

Покажем, что средняя стрикция кристалла в многодоменном состоянии прямо пропорциональна  $\bar{n}_L$ . Действительно, с учетом анизотропии спонтанной МС однородного состояния  $\text{NiCl}_2$  [15] (перпендикулярно  $\mathbf{L}$  она равна  $\epsilon_s$ , а вдоль  $\mathbf{L}$  она изменяет знак на противоположный и равна  $-\epsilon_s$ ) получим, что величина стрикции многодоменного состояния кристалла в направлении поля будет равна

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \epsilon_s (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) p(\varphi) d\varphi = \\ &= \frac{\epsilon_s}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} 2(\cos^2 \varphi - \frac{1}{2}) p(\varphi) d\varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

или

$$\epsilon = \epsilon_s \bar{n}_L. \quad (4)$$

Установим связь между намагниченностью и параметром сонаправленности доменов. Будем считать, что модули векторов  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$  одинаковы:  $|\mathbf{s}_1| = |\mathbf{s}_2| = s$ . Домен с ориентацией  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$  ( $\varphi = 0$ ) будет иметь намагниченность  $\mathbf{M} = \chi_e \mathbf{H}$ . Когда домен ориентирован произвольно ( $\varphi \neq 0$ ),  $\mathbf{M}$  не параллелен  $\mathbf{H}$  и его величина равна  $M = \chi_e H \cos \varphi$ . При этом намагниченность кристалла, возникающая вдоль поля в направлении оси  $X$ , будет равна

$$m = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \chi_e H \cos^2 \varphi p(\varphi) d\varphi. \quad (5)$$

Как видим, величина средней намагниченности также пропорциональна параметру сонаправленности доменов

$$m = \frac{1}{2} \chi_e H (1 + \bar{n}_L). \quad (6)$$

Согласно (6), получим, что магнитная восприимчивость многодоменного состояния имеет более сложную связь с параметром сонаправленности доменов и ее можно представить в виде

$$\chi = \frac{1}{2} \chi_e (1 + \bar{n}_L + H \frac{d\bar{n}_L}{dH}). \quad (7)$$

Магнитная восприимчивость зависит не только от величины параметра сонаправленности доменов, но и от его производной  $d\bar{n}_L/dH$ , которая в данном случае определяет скорость изменения средней ориентации доменов при изменении магнитного поля. Для определения влияния этой дифференциальной составляющей на магнитную восприимчивость проанализируем полевую зависимость самой производ-

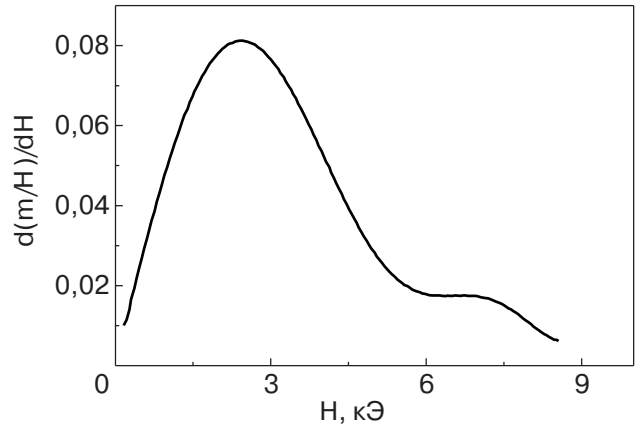


Рис. 6. Полевая зависимость производной по напряженности магнитного поля от отношения величины намагниченности к величине напряженности поля  $d(m/H)/dH$ .

ной  $d\bar{n}_L/dH$ . Из (6) следует, что отношение намагниченности к полю пропорционально величине параметра сонаправленности доменов. Поэтому производная этого отношения будет пропорциональна производной параметра сонаправленности доменов:

$$\frac{d(m/H)}{dH} \sim \frac{d\bar{n}_L}{dH}. \quad (8)$$

На рис. 6 приведена зависимость от поля производной по полю отношения намагниченности к напряженности. Как видим, в области полей  $\sim 3$  кЭ эта производная имеет максимум. Его положение отвечает перегибу на зависимости  $\epsilon(H)$  (рис. 1).

Таким образом, ускоренный рост магнитной восприимчивости при перестройке многодоменного состояния следует связывать с ее пропорциональностью величине производной параметра сонаправленности доменов по полю, характеризующей скорость перестройки многодоменного состояния полем. Наличие максимума в зависимости этой производной от поля приводит к образованию (хотя и слабо выраженного) максимума в зависимости  $\chi(H)$  (рис. 4).

#### Феноменологическое описание многодоменного состояния

Описание перестройки многодоменного состояния под действием внешнего магнитного поля проведем в соответствии с принципом минимума свободной энергии кристалла [17]. Свободную энергию многодоменного состояния представим в виде суммы двух вкладов: реакции спиновой системы на ввод поля, учитывающей скос спинов в доменах к магнитному полю, и вклада, отражающего процесс перестройки многодоменного состояния.



Скос спинов домена к полю описывается обменной энергией и зеемановским слагаемым, выражение для которых в расчете на одну элементарную ячейку представляется в виде

$$E = zI_{12}\mathbf{s}_1\mathbf{s}_2 - \mathbf{H}(\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2), \quad (9)$$

где  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$  — векторы спинов подрешеток,  $z$  — число ближайших соседей,  $I_{12}$  — константа межрешеточного обмена. В (9) и далее размерность магнитного поля определена в энергетических единицах.

Для домена с ориентацией  $\varphi$  (см. рис. 5) выражение (9) приобретет вид

$$E = zI_{12}s^2(2\cos^2\beta - 1) - 2Hs\cos\beta\cos\varphi. \quad (10)$$

При этом полагаем, что модули векторов  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{s}_2$  при перестройке доменов не изменяются,  $|\mathbf{s}_1| = |\mathbf{s}_2| = s$ , а поэтому углы между  $\mathbf{s}_1$  и  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{s}_2$  и  $\mathbf{M}$  будут одинаковыми и равными  $\beta$ , а вектор  $\mathbf{M} \perp \mathbf{L}$ .

Минимизируя (10) по  $\beta$ , определим зависимость энергии  $E$  от ориентации домена

$$E(\varphi) = -\frac{H^2\cos^2\varphi}{2zI_{12}}. \quad (11)$$

Среднее значение по кристаллу энергии реакции спиновой подсистемы домена на ввод поля в связи со скосом спинов равно

$$\bar{E} = -\frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p(\varphi) \frac{H^2\cos^2\varphi}{2zI_{12}} d\varphi. \quad (12)$$

Соотношение (12) позволяет представить  $\bar{E}$  через параметр сонаправленности доменов

$$\bar{E} = -\frac{\chi_e}{4} H^2(\bar{n}_L + 1), \quad (13)$$

где учтено, что, согласно теории Нееля [8], магнитная восприимчивость однородного состояния равна  $\chi_e = 1/zI_{12}$ .

Вклад в свободную энергию слагаемого, отражающего процесс перестройки многодоменного состояния, запишем феноменологически в виде степенного ряда от параметра сонаправленности доменов  $\bar{n}_L$ . Отметим, что такое представление эквивалентно термодинамическому описанию упорядоченного состояния жидких кристаллов [18]. Действительно, исходя из симметричных представлений, такой феноменологический подход для описания вклада в свободную энергию, ответственного за образование многодоменного состояния АФ, возможен, так как направление вектора антиферромагнетизма у высокосимметричных АФ определено лишь с точностью до знака, и поэтому можно выде-

лить только ось, с которой связана ориентация  $\mathbf{L}$  в домене: направления для  $\mathbf{L}$  вдоль этой оси и в противоположном направлении эквивалентны. Исходя из этого, ориентации вектора  $\mathbf{L}$ , а следовательно, и ориентации доменов в самом общем виде нужно описывать тензором ориентаций  $n_{ik}$ , построенным на направляющих косинусах оси, вдоль которой лежит  $\mathbf{L}$ . С использованием введенного для характеристики ориентации доменов в плоскости угла  $\varphi$  компоненты такого тензора будут равны  $n_{xx} = \cos^2\varphi$ ,  $n_{yy} = \sin^2\varphi$ ,  $n_{xy} = \sin\varphi\cos\varphi$ .

При отсутствии внутривекторной анизотропии и выборе одной из координатных осей вдоль поля (как на рис. 5) средние значения недиагональных компонент тензора ориентации будут равны нулю. Также при  $H = 0$  средние значения диагональных компонент тензора ориентации равны между собой: их значения будут различаться при введении магнитного поля. Поэтому в случае ЛП АФ феноменологическое описание многодоменного состояния можно осуществить с помощью параметра сонаправленности доменов  $\bar{n}_L$ . Такая свободная энергия должна также включать в качестве слагаемого энергию (13). Исходя из этого, феноменологическое выражение для свободной энергии многодоменного антиферромагнитного состояния запишем в виде

$$F = a\bar{n}_L^2 + c\bar{n}_L^3 + b\bar{n}_L^4 - \frac{\chi_e}{4} H^2(\bar{n}_L + 1), \quad (14)$$

где  $a, b, c$  — феноменологические параметры, не зависящие от  $H$ .

Равновесному многодоменному состоянию отвечает минимум  $F$ . Поэтому уравнение состояния многодоменного АФ в поле запишем исходя из равенства нулю производной свободной энергии по параметру сонаправленности доменов:  $dF/d\bar{n}_L = 0$ , которое для (14) имеет вид

$$2a\bar{n}_L + 3c\bar{n}_L^2 + 4b\bar{n}_L^3 - \frac{\chi_e}{4} H^2 = 0. \quad (15)$$

Состояние с  $\bar{n}_L = 0$ , в котором домены равновероятно распределены в плоскости, будет равновесным при  $H = 0$ , когда параметры модели удовлетворяют условиям  $a > 0, b > 0, 9c^2 < 32ab$ .

Рассмотрим наипростейший случай феноменологического описания, когда параметры  $b = 0, c = 0$ . Такая «квадратичная» модель вполне уместна, так как предполагается, что параметр  $a$  всегда положителен. Это рассмотрение оправдано при  $H \rightarrow 0$ , точнее при  $H < H_d$ , и было использовано в [15]. В этой модели получаем, что величина сонаправленности доменов прямо пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля:

$$\bar{n}_L = \frac{\chi_e}{8a} H^2. \quad (16)$$

Подставляя (16) в (4) и (6), получаем, что стрикция при перестройке многодоменного состояния пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля, а намагниченность нелинейна и содержит третью степень от напряженности поля. Сравнение (16) с (1) позволяет связать параметр модели  $a$  с полем  $H_d$ :  $a = \chi_e H_d^2 / 8$ . Таким образом, квадратичная модель хорошо согласуется (что вполне естественно) с данными экспериментов при  $H \rightarrow 0$ .

В [12,19] квадратичная (с точки зрения предлагаемой феноменологической теории) по своей сути модель применяется для всего интервала полей существования многодоменного антиферромагнитного состояния. В этих работах утверждается, что многодоменность стабилизируется вкладом в свободную энергию, величина которого пропорциональна квадрату средней стрикции. Как следует из (4), квадрат средней стрикции в многодоменном состоянии пропорционален квадрату параметра сонаправленности доменов. Проанализируем результаты квадратичной модели, считая, что она распространяется на всю область полей существования многодоменного состояния.

Подставляя в (18)  $\bar{n}_L = 1$ , получаем, что многодоменное состояние реализуется только в интервале  $H \in [0, H_d]$ . В этом интервале магнитная восприимчивость описывается выражением

$$\chi = \frac{1}{2} \chi_e \left( 1 + 3 \frac{H^2}{H_d^2} \right). \quad (17)$$

В точке  $H = H_d$  происходит «переход» от многодоменного состояния к однородному. Такой переход сопровождается скачком магнитной восприимчивости, ход которой, согласно этой модели, приведен на рис. 7. Восприимчивость в многодоменной области показана на рис. 7 сплошной кривой линией, а восприимчивость однодоменной области обозначена сплошной прямой линией, параллельной оси абсцисс. Пунктирная линия – восприимчивость однодоменного состояния при  $H \rightarrow 0$ . Видно, что в многодоменном состоянии, по мере приближения к полю монодоменизации ( $H \rightarrow H_d$ ), магнитная восприимчивость становится в два раза больше магнитной восприимчивости однородного состояния и при  $H = H_d$  испытывает скачок. В этом случае в многодоменном состоянии параметр сонаправленности доменов является возрастающим и его величина пропорциональна напряженности поля:  $d\bar{n}_L/dH = 2H/H_d^2$ , что не согласуется с данными на рис. 6.

Таким образом, квадратичная модель в больших полях и особенно на заключительной стадии не со-

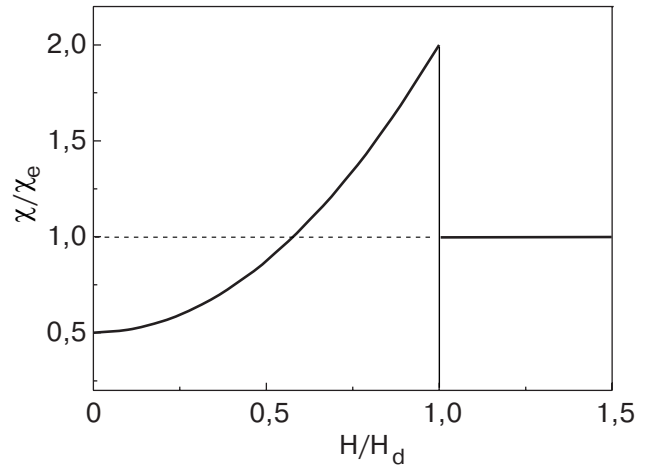


Рис. 7. График зависимости магнитной восприимчивости от величины напряженности магнитного поля  $\chi(H)$  при перестройке многодоменного состояния для «квадратичной» феноменологической модели.

гласуется с приведенными экспериментальными зависимостями для стрикции, намагниченности, магнитной восприимчивости, а также скорости изменения числа доменов в кристалле  $\text{NiCl}_2$  (рис. 1, 2, 4, 5). Видим, что в представленном виде такая квадратичная модель не может быть распространена на всю область полей существования многодоменного состояния кристалла. Кроме того, нам не известны другие АФ, для которых переход в однородное состояние сопровождался бы скачком восприимчивости, причем заметим, что обсуждаемый скачок подобен скачку восприимчивости при спин-флипе [1].

Однако квадратичная модель может быть распространена на всю область полей перестройки многодоменного состояния в случае магнитоупругого механизма многодоменности, основанного на согласовании упругости дефектов и доменов [11], если учесть неизбежный (и даже обязательный) в этом случае разброс для величины параметра  $H_d$ .

Проанализируем поведение магнитной восприимчивости многодоменного состояния в приближении, что разброс значений поля монодоменизации  $H_d$  описывается нормальным распределением, которое представим в виде

$$p(H_d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{(H_d - \bar{H}_d)^2}{2\sigma}\right), \quad (18)$$

где  $\bar{H}_d$  – среднее значение поля монодоменизации всего кристалла, а  $\sigma$  – дисперсия  $H_d$ .

Теперь отметим, что магнитная восприимчивость доменов без учета разброса  $H_d$  зависит от величины приложенного поля: если  $H < H_d$ , то она описывается выражением (17); если же  $H > H_d$ , то она постоянна и равна  $\chi_e$ . Исходя из этого магнитная восприимчивость многодоменного состояния всего

кристалла с учетом разброса  $H_d$  будет определяться выражением

$$\chi = \frac{1}{2} \chi_e \left[ 1 + \frac{3H^2}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_H^\infty \frac{1}{H_d^2} \exp\left(-\frac{(H_d - \bar{H}_d)^2}{2\sigma}\right) dH_d + \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \int_0^H \exp\left(-\frac{(H_d - \bar{H}_d)^2}{2\sigma}\right) dH_d \right]. \quad (19)$$

На рис. 8 приведены графики зависимости  $\chi(H)$  для двух значений дисперсии, когда  $\sqrt{\sigma} = 0,05\bar{H}_d$  и  $\sqrt{\sigma} = 0,2\bar{H}_d$ . В обоих случаях зависимость  $\chi(H)$  непрерывна и при  $H < 0,5\bar{H}_d$  ее ход будет осуществляться по квадратичному закону от  $H$ , но при этом  $H_d$  в (17) должно быть заменено на  $\bar{H}_d$ . Кроме того, увеличение дисперсии приводит к уменьшению величины максимума при его уширении. Заметим, что экспериментальным данным зависимости  $\chi(H)$  для кристалла NiCl<sub>2</sub> (см. рис. 4) с малым, но сильно уширенным максимумом, отвечает случай большого разброса  $H_d$ , причем  $\sqrt{\sigma}/\bar{H}_d \sim 1$ .

Однако нужно заметить, что феноменологическая модель (14) в самом общем виде, без каких-либо предположений о механизмах, также позволяет описать многодоменное состояние. Действительно, обращая уравнение состояния (15), получаем выражение для полевой зависимости параметра сонаправленности доменов

$$\bar{n}_L = \frac{H^2}{H_d^2} - \frac{3c}{2a} \left( \frac{H^2}{H_d^2} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( 9 \frac{c^2}{a^2} - 4 \frac{b}{a} \right) \left( \frac{H^2}{H_d^2} \right)^3, \quad (20)$$

зависящее от отношений параметров модели  $c/a$  и  $b/a$ . Используя метод наименьших квадратов, по данным МС определим вид разложения для  $\bar{n}_L(H)$ . Для интервала полей от 0 до 4 кЭ было получено выражение такого разложения в виде

$$\bar{n}_L = 0,092H^2 - 0,0054H^4 + 1,166 \cdot 10^{-4}H^6, \quad (21)$$

в котором величины  $H$  определены в кЭ. Сравнивая (20) с (21), получаем, что отношения феноменологических параметров составляют значения  $c/a = 0,45$ ,  $b/a = 1,5$  и удовлетворяют требованиям устойчивости модели (14).

Зависимость (20) для параметра сонаправленности доменов достаточно хорошо описывает процесс перестройки многодоменного состояния. Отрицательный знак при  $H^4$  согласуется с замедлением роста величины стрикции в полях начиная с 2 кЭ и с появлением на кривой  $\epsilon(H)$  перегиба. Кроме того, зависимость (20) позволяет описать максимум для

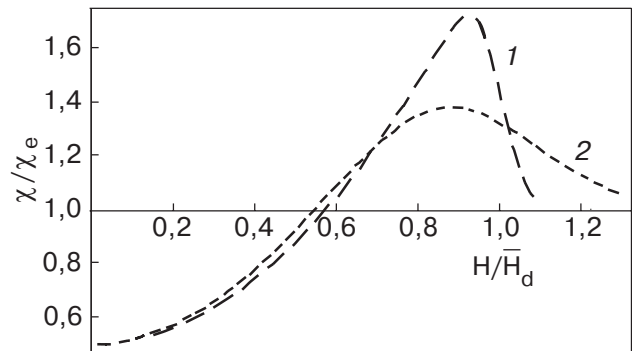


Рис. 8. Зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(H)$  в многодоменном состоянии с учетом разброса величин полей монодоменизации  $H_d$ :  $\sqrt{\sigma}/\bar{H}_d = 0,05$  (1) и 0,2 (2).

зависимости  $\bar{n}_L(H)$ , а это означает, что и ход восприимчивости в этой модели будет соответствовать данным экспериментальных наблюдений.

Несмотря на такие достаточно хорошие результаты феноменологической модели, содержащей четвертую степень от  $\bar{n}_L$ , нужно заметить, что зависимость (20), полученная обращением уравнения состояния (15), не применима для всего интервала полей перестройки многодоменного состояния кристалла: для NiCl<sub>2</sub> до полей  $\sim 10$  кЭ. Кроме того, и это важно, для всего интервала полей перестройки многодоменного состояния не удастся получить удовлетворительных полиномиальных аппроксимаций экспериментальных данных как для стрикции, так и для намагниченности. Исходя из этого, нужно подчеркнуть, что квадратичная модель, учитывающая неоднородность полей монодоменизации в связи с действием дефектов, является более убедительной.

### Заключение

Согласно приведенным экспериментальным данным полевых зависимостей стрикции и намагниченности кристалла NiCl<sub>2</sub>, видим, что описание процесса перестройки многодоменного состояния под действием магнитного поля можно осуществить, вводя усредненную характеристику для направления доменов — параметр сонаправленности доменов. Действительно, как было показано выше, величины стрикции и намагниченности оказываются пропорциональными величине этого параметра, а магнитная восприимчивость зависит еще и от скорости изменения этого параметра при изменении величины вводимого поля. Использование такого среднего параметра позволяет описать взаимосвязь полевых зависимостей физических наблюдаемых в многодоменном состоянии.



Кроме этого, с помощью параметра сонаправленности доменов можно осуществить феноменологическое описание многодоменного состояния АФ во внешнем поле. При этом феноменологическое выражение для свободной энергии многодоменного состояния может быть записано в виде степенного ряда по параметру сонаправленности доменов. Минимизируя эту энергию, можно определить равновесное значение параметра сонаправленности доменов для данной напряженности магнитного поля, а следовательно, определить и характеристики многодоменного состояния.

При феноменологическом подходе очень конструктивной (с точки зрения полученных результатов) оказалась квадратичная по параметру сонаправленности доменов модель, учитывающая неоднородность полей монодоменизации для разных доменов. Такой подход хорошо согласуется с обсуждавшимся магнитоупругим механизмом многодоменности, требующим согласования упругости доменов и дефектов. При этом, вводя разброс для полей монодоменизации, получен результат непрерывности перехода от многодоменного состояния к однородному. Совершенно очевидно, что такой разброс для поля монодоменизации связан с качеством кристалла, со степенью совершенства его решетки. На наш взгляд, было бы весьма интересным провести исследования перестройки многодоменного состояния кристаллов разного качества: у совершенных кристаллов максимум восприимчивости должен быть больше, а это значит, что переход в однородное состояние был бы выражен четче.

Авторы выражают благодарность С.М. Рябченко за полезные замечания и советы, высказанные при обсуждении данной работы.

Работа частично финансировалась в рамках проектов Фонда фундаментальных исследований Украины 02.07/0114 и 04.07/0114.

1. А.С. Боровик-Романов, *Антиферромагнетизм*, в кн.: Итоги науки, Изд-во АН СССР (1962).
2. М.К. Wilkinson, J.W. Cable, E.O. Wollan, and W.C. Koehler, *Phys. Rev.* **113**, 497 (1959).
3. М.О. Кострюкова, Л.М. Каширская, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 400 (1969).

4. М.М. Фарзтдинов, *УФН* **84**, 611 (1964).
5. W.J. De Haas, B.H. Schultz, and J. Koolhaas, *Physica* **7**, 57 (1940).
6. D. Billerey, C. Terrier, A.J. Pointon, and J.P. Redoules, *J. Magn. Magn. Mater.* **21**, 187 (1980).
7. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, *УФЖ* **43**, 1469 (1998).
8. Л. Неель, *Известия АН СССР, Сер. физика* **21**, 890 (1957).
9. А.С. Ковалев, А.М. Косевич, *ФНТ* **3**, 259 (1977).
10. И.Е. Дзялошинский, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 110 (1977).
11. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 489 (2001).
12. H. Gomonay and V.M. Loktev, *J. Phys.: Condens. Matter* **14**, 3959 (2002).
13. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, *ФНТ* **27**, 827 (2001).
14. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, П.А. Троценко, Т.Н. Яткевич, *ФТТ* **46**, 317 (2004).
15. В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, А.П. Троценко, *ФНТ* **28**, 378 (2002).
16. J. Gunzbourg, S. Papassimacopoulos, A. Mieden-Gros, and A. Allain, *J. Phys.* **32**, 125 (1971).
17. В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988).
18. P.G. de Gennes and J. Proust, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford, Clarendon Press (1993).
19. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев, *ФНТ* **25**, 699 (1999).

#### Phenomenological description of the multidomain state of an easy-plane NiCl<sub>2</sub> antiferromagnet

V.M. Kalita, A.F. Lozenko,  
P.A. Trotsenko, and T.M. Yatkovich

The experimental data on magnetic field dependences of magnetostriction and magnetization are analyzed under transition of the NiCl<sub>2</sub> crystal from the multidomain antiferromagnetic state to a single-domain one. It is shown that the dependences are defined by a mean orientation of domains which is characterized by the domain colligment parameter. Using this parameter, a phenomenological description of the multidomain state of the NiCl<sub>2</sub> antiferromagnet is made.