

На правах рукописи  
УДК 537.611.45

БИКМЕЕВ АЛЕКСАНДР ТИМЕРЗЯНОВИЧ

**МАГНИТОУПРУГИЕ ДОМЭНЫ И ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ  
СТЕНОК В ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ**

специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Уфа – 2001

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Башкирского государственного университета.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Шамсутдинов М.А.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Танкеев А.П.

кандидат физико-математических наук,  
доцент Мальгинова С.Д.

Ведущая организация: Челябинский Государственный Университет

Защита состоится 23 ноября 2001 года в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 002.099.01 по присуждению ученой степени кандидата физико-математических наук в Институте физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН по адресу 450075, г. Уфа, проспект Октября, 151.

Отзывы направлять по адресу 450075, г. Уфа, проспект Октября, 151, ИФМК, специализированный совет Д 002.099.01

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ИФМК УНЦ РАН.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_

Ученый секретарь  
специализированного совета Д 002.099.01  
кандидат физико-математических наук

Ломакин Г.С.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Предположение о том, что в некоторых случаях антиферромагнетики могут разбиваться на макроскопические области (домены), было высказано Неелем еще в 1948 г. [1]. Экспериментальное исследование доменной структуры в антиферромагнетиках было начато в 1960 г. [2, 3].

Исследования показали, что существует несколько причин, обуславливающих возникновение доменной структуры в антиферромагнетиках. Например, в образцах со многими эквивалентными осями антиферромагнетизма доменная структура может образовываться в процессе магнитного упорядочивания. Для некоторых антиферромагнетиков в определенном интервале температур энтропийный член свободной энергии может превышать прирост энергии в доменной границе, тогда образование доменной структуры выгодно с термодинамической точки зрения [1, 4].

Взаимодействие магнитной и упругой подсистем кристалла играет важную роль в формировании доменной структуры реальных кристаллов [4, 5]. В общем случае образование доменной структуры в антиферромагнетиках без слабого ферромагнетизма энергетически не выгодно. Состояние антиферромагнетика с доменной структурой отвечает не абсолютно-минимуму, а относительному минимуму свободной энергии. Магнитоупругие силы вместе с силами магнитной анизотропии стремятся удержать спины в определенных направлениях. Наличие неоднородных напряжений может привести к тому, что в разных областях магнитного образца эти направления будут отличаться, т.е. возникают предпосылки для создания доменной структуры.

В последнее время появилось большое количество работ, в которых исследуется многоосный тетрагональный антиферромагнетик  $FeGe_2$  [6, 7]. Как известно, доменная структура оказывает существенное влияние на различные характеристики магнитных кристаллов. Вырастить кристалл свободный от внутренних дефектов весьма трудно. Наличие же дефектов приводит к появлению в образце неоднородных внутренних напряжений. Экспериментальные исследования [8, 9] показали, что наличие внешних и внутренних напряжений как однородных, так и неоднородных, оказывает существенное влияние на устойчивость магнитных фаз, доменной структуры, а также на процессы намагничивания.

В связи с этим имеется необходимость изучения статистики и динамики доменной структуры тетрагональных многоосных антиферромагнетиков с учетом наличия неоднородных механических напряжений.

**Целью** данной диссертационной работы является развитие теории доменной структуры легкоплоскостных тетрагональных антиферромагнетиков

с учетом влияния спонтанных магнитоупругих и внутренних неоднородных механических напряжений, а также внешнего магнитного поля и одноосных механических напряжений. Построение кривой намагничивания с учетом перестройки доменной структуры как под действием внешнего магнитного поля, так и под действием внешних напряжений. Существенным моментом является исследование динамики доменных стенок с учетом зависимости трансляционных и пульсационных колебаний доменных границ от вышеуказанных взаимодействий.

**Научная новизна** диссертационной работы состоит в том, что впервые проведено теоретическое исследование влияния внешних одноосных механических напряжений, внешнего магнитного поля, внутренних неоднородных механических и магнитоупругих напряжений на характеристики различных типов доменных структур в легкоплоскостных тетрагональных антиферромагнетиках. Впервые детально рассмотрен процесс перестройки 90-градусной структуры в 180-градусную и обратно, а также влияние внешних воздействий, и внутренних неоднородных механических напряжений на процессы намагничивания и перестройки доменной структуры. В работе показано, что характеристики трансляционных и пульсационных колебаний доменной границы могут быть изменены в весьма значительных пределах как под действием магнитного поля и одноосных напряжений, так и при изменении неоднородных внутренних механических напряжений.

**Практическая ценность.** Полученные результаты расширяют существующие представления о доменной структуре и процессах намагничивания легкоплоскостных антиферромагнетиков, позволяют понять механизм взаимодействия внешних и внутренних напряжений с магнитной подсистемой и описать экспериментальные кривые намагничивания. Полученные результаты могут быть использованы при разработке устройств оценки качества материалов, при конструировании устройств с легкоуправляемыми параметрами, а также генераторов ультразвука. Практическая ценность работы определяется еще и тем, что развитая теория может быть использована для описания особенностей кривых намагничивания многоосных антиферромагнетиков, а также служит основой для дальнейшего развития нелинейной магнитоупругой динамики доменных стенок в многоосных антиферромагнетиках.

### **Положения, выносимые на защиту:**

- 1) Теория магнитоупругой доменной структуры в тетрагональных легкоплоскостных антиферромагнетиках последовательно учитывающая спонтанную магнитоупругую и внутренние неоднородные механические напряжения.

- 2) Результаты исследования зависимостей критических полей перестройки 90-градусной и 180-градусной доменных структур от амплитуды внутренних неоднородных механических напряжений и величины внешнего направленного давления.
- 3) Кривая намагничивания тетрагонального антиферромагнетика во внешнем поле, полученная в рамках микромагнитной теории. Предсказание существования характерного скачка на кривой намагничивания, обусловленного наличием магнитострикционно «заряженных» 90-градусных стенок.
- 4) Теоретические исследования динамики доменных стенок во внешнем магнитном поле. Предсказание уменьшения и обращения в нуль частоты пульсационных колебаний 180-градусной доменной стенки при приближении к полю распада 180-градусной стенки на две 90-градусные.

**Апробация работы.** Основные результаты данной работы докладывались на XV и XVI Всероссийских школах-семинарах «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (Москва, 1996, 1998), Всероссийской научной конференции «Физика конденсированного состояния» (Стерлитамак, 1997), Республиканских научных конференциях студентов и аспирантов по физике и математике (Уфа 1997, 1998), Региональной конференции «Резонансные и нелинейные явления в конденсированных средах» (Уфа, 1999), II объединенной конференции по магнитоэлектронике (Екатеринбург, 2000), XXVIII Международной зимней школе физиков-теоретиков «Коуровка-2000» (Екатеринбург, 2000).

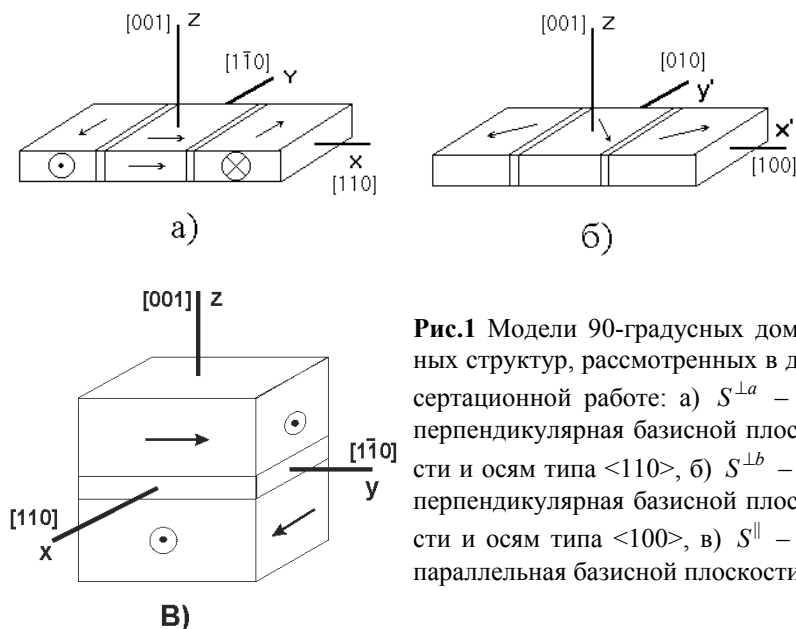
**Публикации.** Результаты опубликованы в 12 печатных работах.

**Структура** диссертационной работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Насчитывает 116 страниц, включая 32 рисунка и 73 библиографические ссылки.

### СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность выбранной тематики, сформулированы цель и основные защищаемые положения диссертационной работы. Приведены сведения о структуре и содержании диссертации.

В **первой главе** проводится обзор литературы по теме диссертации. Здесь кратко изложены необходимые сведения о свободной энергии антиферромагнетиков, типах возможных доменных границ, процессах перестройки доменной структуры и намагничивания. Приводится характеристика, а также обзор экспериментальных работ по намагничиванию монокристалла  $FeGe_2$ . В заключение главы на основе приведенного материала уточнены задачи, решаемые в данной работе.



**Рис.1** Модели 90-градусных доменных структур, рассмотренных в диссертационной работе: а)  $S^{\perp a}$  – ДГ перпендикулярная базисной плоскости и осям типа  $\langle 110 \rangle$ , б)  $S^{\perp b}$  – ДГ перпендикулярная базисной плоскости и осям типа  $\langle 100 \rangle$ , в)  $S^{\parallel}$  – ДГ параллельная базисной плоскости

**Вторая глава** посвящена изложению результатов исследований взаимодействия неоднородных магнитострикционных деформаций и механических напряжений в легкоплоскостном тетрагональном антиферромагнетике с различными типами доменных структур. Подробное феноменологическое рассмотрение проводится для случая положительной константы магнитной анизотропии четвертого порядка  $K_4$ , когда осями антиферромагнетизма являются оси типа  $\langle 110 \rangle$ , лежащие в легкой плоскости (001). Полагается, что внешние и внутренние неоднородные механические напряжения приложены вдоль оси  $[110]$ .

Рассмотрены три доменные структуры с различными стенками:  $S^{\perp a}$  – ДГ перпендикулярная базисной плоскости и осям типа  $\langle 110 \rangle$ ,  $S^{\perp b}$  – ДГ перпендикулярная базисной плоскости и осям типа  $\langle 100 \rangle$ ,  $S^{\parallel}$  – ДГ параллельная базисной плоскости (см.рис.1). Найден прирост энергии магнитоупругого взаимодействия, связанный с наличием как магнитострикционных, так и внутренних и внешних механических напряжений. Для доменных структур с различными типами ДГ прирост магнитоупругой энергии имеет вид:

$$\begin{aligned}
\Delta E^{\perp a} &= \frac{1}{2} K_{ms}^{\perp a} (\cos 2\varphi - \langle \cos 2\varphi \rangle)^2 - \\
&\quad - K^{\perp a} (\sigma - \langle \sigma \rangle) (\cos 2\varphi - \langle \cos 2\varphi \rangle) + F^{\perp a} (\sigma^2), \\
\Delta E^{\perp b} &= \frac{1}{2} K_{ms}^{\perp b} (\sin 2\varphi - \langle \sin 2\varphi \rangle)^2 - \\
&\quad - K^{\perp b} (\sigma - \langle \sigma \rangle) (\sin 2\varphi - \langle \sin 2\varphi \rangle) + F^{\perp b} (\sigma^2), \\
\Delta E^{\parallel} &= \frac{1}{2} K_{ms;1}^{\parallel} (\cos 2\varphi - \langle \cos 2\varphi \rangle)^2 + \frac{1}{2} K_{ms;2}^{\parallel} (\sin 2\varphi - \langle \sin 2\varphi \rangle)^2 + \\
&\quad + K^{\parallel} (\sigma - \langle \sigma \rangle) \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + F^{\parallel} (\sigma^2).
\end{aligned}$$

Здесь  $\varphi$  – угол между осью [110] и вектором антиферромагнетизма  $\vec{l}$ ,  $K_{ms}$  – константы магнитоупругости,  $K^{\parallel}, K^{\perp a}, K^{\perp b}$  – некие комбинации упругих  $C_{ik}$  и магнитоупругих  $B_{ik}$  констант. Анализируя выражения для прироста магнитоупругой энергии в многодоменном состоянии, делаются следующие выводы: 1) 90-градусные стенки типа  $S^{\parallel}$  и  $S^{\perp a}$  являются магнитоупруго заряженными (т.е. спонтанные магнитоупругие напряжения отличны от нуля и в доменах), а 90-градусная стенка типа  $S^{\perp b}$  и 180-градусные стенки магнитоупруго незаряжены (т.е. спонтанные магнитоупругие напряжения отличны от нуля только внутри доменных границ); 2) вклад в прирост упругой энергии дают только неоднородные внутренние механические напряжения; 3) в случае структур типа  $S^{\parallel}$  взаимодействие доменной структуры с неоднородными внутренними механическими напряжениями выявляется только при учете обменной части магнитоупругой энергии.

Далее определены условия относительной энергетической выгодности доменных структур с определенным типом доменных границ. Из анализа полной энергии доменных структур следует, что при  $P = 0$  наличие внутренних механических напряжений может привести к энергетической выгодности структур с 90-градусными магнитоупруго заряженными стенками по сравнению со 180-градусными магнитоупруго незаряженными. Считается, что внутренние неоднородные механические напряжения изменяются по закону

$$\sigma^i = -\sigma_0 \sin \frac{\pi x_i}{d}, \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  и  $d$  – амплитуда и полупериод изменения неоднородных механических напряжений, а  $x_i$  – ось перпендикулярная плоскости стенки. В случае стенок типа  $S^{\perp a}$ , условие выгодности 90-градусной структуры по сравнению со 180-градусной (при  $D = (2n+1)d$ ) записывается в виде

$$\begin{aligned}
\sigma_0 &> \sigma_{kd}^{\perp a}, \\
\sigma_{kd}^{\perp a} &= \pi(2n+1) K_{ms}^{\perp a} \frac{C_{11} + C_{12} + 2C_{66}}{4B_{66}}; \quad (2)
\end{aligned}$$

Результаты для параллельной стенки  $S^{\parallel}$  качественно повторяют результаты для  $S^{\perp a}$ -ДГ. Как показано во второй главе, энергетически наиболее выгодной является 90-градусная структура с периодом  $L_0 = 2D$  равным периоду внутренних механических напряжений  $2d$ .

Рассмотрена возможность энергетической выгодности образования многодоменной структуры с 90-градусными магнитоупруго незаряженными стенками по сравнению с магнитоупруго неоднородным состоянием. Показано, что разбиение образца с однородным распределением вектора антиферромагнетизма на доменную структуру с 90-градусными стенками типа  $S^{\perp b}$  будет энергетически выгодно при выполнении следующего условия:

$$\Delta W = \frac{C_{33}(C_{11} - C_{12}) + 2C_{13}^2}{8C_{11}[C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2]} \sigma_0^2 - \frac{2d}{\pi D} \frac{B_{66}}{4C_{66}} \sigma_0 + \frac{E_W^{(90)}}{D} < 0. \quad (3)$$

Здесь второе слагаемое описывает взаимодействие неоднородных механических напряжений с неоднородными магнитоупругими деформациями, вызванными неоднородным распределением вектора антиферромагнетизма. Дискриминант квадратного неравенства относительно неизвестного параметра  $\sigma_0$  будет иметь вид:

$$\Delta_{\sigma} = \left( \frac{2d}{\pi D} \frac{B_{66}}{4C_{66}} \right)^2 - \frac{\sqrt{A\tilde{K}_4}}{D} \cdot \frac{C_{33}(C_{11} - C_{12}) + 2C_{13}^2}{2C_{11}[C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2]} \geq 0,$$

где  $\tilde{K}_4$  – константа кристаллографической магнитной анизотропии 4-го порядка перенормированная с учетом спонтанной магнитоупругости,  $A$  – константа обменного взаимодействия. Отсюда, используя оценки  $B_{66} \sim 10^7$  эрг/см<sup>3</sup>,  $C_{ik} \sim 10^{12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\tilde{K}_4 \sim 10^4$  эрг/см<sup>3</sup> и  $d = D$ , получено соотношение для ширины домена и эффективной ширины доменной границы  $\pi\delta_0/D \leq 10^{-2}$ . А из условия (3) сделан вывод, что многодоменная

структура со стенками типа  $S_{90}^{\perp b}$  при амплитудах напряжений  $\sigma_1 < \sigma_0 < \sigma_2$  оказывается энергетически более выгодной по сравнению с магнитооднородным состоянием, где

$$\sigma_{1,2} = \left( \frac{2d}{\pi D} \frac{B_{66}}{4C_{66}} \pm \sqrt{\Delta_\sigma} \right) \cdot \frac{2C_{11} [C_{33}(C_{11} + C_{12}) - 2C_{13}^2]}{C_{33}(C_{11} - C_{12}) + 2C_{13}^2}. \quad (4)$$

Получена оценка для амплитуды напряжений  $\sigma_i \sim 10^7$  эрг/см<sup>3</sup> ( $i=1,2$ ), что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [8, 9].

В отличие от ферромагнетиков, где разбиение на доменную структуру обусловлено магнитоэластическим взаимодействием, в антиферромагнетиках рассмотренные доменные структуры стабилизируются благодаря магнитоупругому взаимодействию. В связи с этим в работе введены следующие определения: доменная структура, стабилизирующаяся за счет неоднородных напряжений, названа *магнитоупругой доменной структурой*, а домены – *магнитоупругими доменами*.

В третьей главе рассматриваются процессы перестройки доменной структуры под действием внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  и однонаправленного давления  $\vec{P}$ , приложенных вдоль одной из осей антиферромагнетизма, а именно вдоль оси [110]. С учетом этого процесса строится кривая намагничивания тетрагональных антиферромагнетиков при наличии в кристалле неоднородных магнитоэластических и механических напряжений.

Условие устойчивости магнитных фаз при наличии магнитного поля имеет вид:

$$\tilde{K}_4 > \pm \left( \frac{1}{4} \chi_\perp H^2 - K_p \right), \quad K_p = \frac{B_{66}}{4C_{66}} P, \quad (5)$$

здесь знак «+» соответствует фазам  $\varphi = 0, \pi$ , а знак «-» фазам  $\varphi = \pm \pi/2$ . Как следует из вида (5), увеличение магнитного поля приводит к расширению области существования фаз  $\varphi = \pm \pi/2$ , а увеличение давления расширяет область существования магнитных фаз  $\varphi = 0, \pi$ .

Процесс перестройки доменной структуры в магнитном поле рассматривается путем анализа следующего уравнения Эйлера

$$A \frac{d^2 \varphi}{dx^2} - 2\tilde{K}_4 \sin 2\varphi \cos 2\varphi = \Phi(x, \varphi). \quad (6)$$

Вид  $\tilde{K}_4$  и функции  $\Phi(x, \varphi)$  в правой части уравнения определяется типом доменной стенки. Для определения характеристик доменной стенки и кри-

тических полей перестройки доменной структуры применяется одна из форм теории возмущений для солитонов. Рассмотрение ведется в предположении, что для всех структур выполняется условие:

$$K_4 \gg |K_\sigma, K_{ms}, K_p, \chi_\perp H^2, \quad (7)$$

**90-градусная доменная структура.** При выполнении условия (7) можно положить:

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots, \quad q = q_p + q_1 + \dots$$

где  $q$  – определяет смещение доменной границы, а  $q_p$  положение равновесия;  $\varphi_i, q_i$  – малые поправки к  $\varphi_0$  и  $q_p$  соответственно. Из уравнения для  $\varphi_0$  получена зависимость угла поворота вектора антиферромагнетизма в доменной стенке:

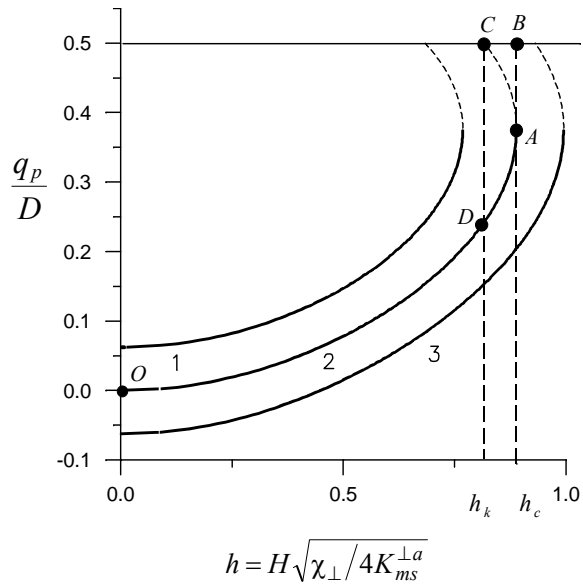
$$\cos 2\varphi_0 = \text{th } \xi; \quad \sin 2\varphi_0 = \text{ch}^{-1} \xi, \quad \xi = \frac{x - q_p}{\delta_0}, \quad \delta_0 = \sqrt{\frac{A}{4\tilde{K}_4}}. \quad (8)$$

где  $q_p$  определяется из условия разрешимости уравнения для  $\varphi_1$ . Показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля и однонаправленного давления 90-градусные доменные границы размещаются в местах изменения знака неоднородных механических напряжений. При наличии магнитного поля или однонаправленного давления 90-градусная стенка смещается из положения равновесия. Зависимость равновесного смещения 90-градусной ДГ от внешнего поля для магнитоэластично заряженных структур приведена на рис.2.

Из условия разрешимости уравнения для  $\varphi_2$  для всех типов ДГ определены критическое поле  $H_c$  и критическое давление  $P_c$  отрыва 90-градусной ДГ от потенциальной ямы, обусловленной взаимодействием неоднородных внутренних механических напряжений с магнитной подсистемой. Например, для структуры со стенками типа  $S_{90}^{\perp a}$  критические параметры имеют вид:

$$H_c^{\perp a} = \frac{2}{\sqrt{\chi_\perp}} \left\{ \frac{B_{66} \sigma_0}{C_{11} + C_{12} + 2C_{66}} \left[ \sqrt{1 - \left( \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \right)^2} - \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \arccos \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \right] + \frac{B_{66} P}{4C_{66}} \right\}^{1/2}$$

$$P_c^{\perp a} = - \frac{4\sigma_0 C_{66}}{C_{11} + C_{12} + 2C_{66}} \left[ \sqrt{1 - \left( \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \right)^2} - \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \arccos \frac{\sigma_{kw}}{\sigma_0} \right], \quad H = 0,$$



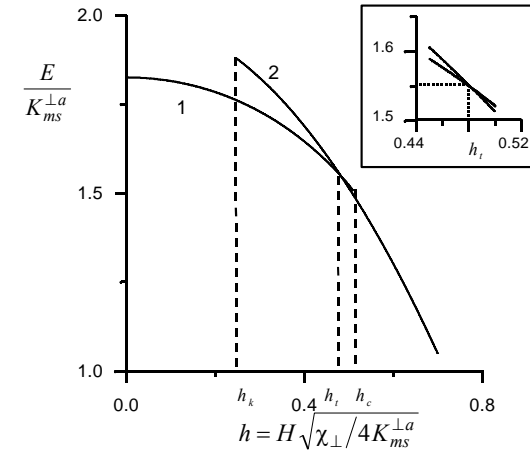
**Рис.2** Устойчивое положение 90-градусной ДГ во внешнем магнитном поле (сплошные линии соответствуют устойчивому состоянию, а штрих-пунктирные – неустойчивому) при  $\sigma_{kw}/\sigma_0 = 1.2/\pi$ ,  $\pi\delta_0/d \sim 10^{-2}$ ;  $K_p/K_{ms}^{\perp a}$ : 1) – 0.2; 2) 0.0; 3) 0.2;  $h_c$  поле отрыва 90-градусной ДГ от дефекта,  $h_k$  поле потери устойчивости 180-градусной ЛГ

$$\sigma_{kw}^{\perp a} = \frac{2}{\pi(2n+1)} \frac{C_{11} + C_{12} + 2C_{66}}{B_{66}} K_{ms}^{\perp a}.$$

Из анализа выражения для  $H_c$  следует, что существует значение амплитуды устойчивости 90-градусной ДГ  $\sigma_{kw}$ , причем имеет место следующее соотношение:  $\sigma_{kd}^{\perp a} / \sigma_{kw}^{\perp a} = \pi^2/8$ , при  $n = 0$ .

**180-градусная доменная структура.** Также как и в случае 90-градусной доменной структуры уравнение Эйлера решается методом теории возмущений. Подробное рассмотрение приведено для стенки типа  $S_{180}^{\perp a}$ . Решение уравнения в нулевом приближении имеет вид:

$$\text{tg } \varphi_0 = -\sqrt{\frac{\kappa_0}{1+\kappa_0}} \text{sh}(\xi\sqrt{1+\kappa_0}), \quad (9)$$



**Рис.3.** Полная энергия 90-градусной (кривая 1) и 180-градусной (кривая 2) доменных структур во внешнем магнитном поле при  $\delta_0/D = 10^{-2}$ ;  $\sigma_{kw}/\sigma_0 = 0.6$ ;  $K_p = 0.0$ ;  $h_i$  – поле перехода 90-градусной доменной структуры в 180-градусную.

$$\kappa_0 = \frac{1}{K_4^{\perp a}} \left( \frac{1}{4} \chi_{\perp} H^2 + K_{ms}^{\perp a} - K_p - K_{\sigma}^{\perp a} \right).$$

При  $\kappa_0 \rightarrow 0$  на зависимости  $\varphi = \varphi(\xi)$  появляется длинная «перетяжка», а толщина ДГ стремится к бесконечности. Это, как известно [10], означает неустойчивость 180-градусной ДГ к распаду на две 90-градусные. Критическое поле распада имеет вид:

$$H_k^{\perp a} = \frac{2}{\sqrt{\chi_{\perp}}} \left( K_{\sigma}^{\perp a} - K_{ms}^{\perp a} + \frac{B_{66}P}{4C_{66}} \right)^{1/2}.$$

Таким образом, с ростом абсолютной величины давления при  $P > 0$  значение поля распада  $H_k^{\perp a}$  возрастает, а при  $P < 0$  – уменьшается. В последнем случае при  $P = P_k^{\perp a}$  поле  $H_k^{\perp a} = 0$ , где

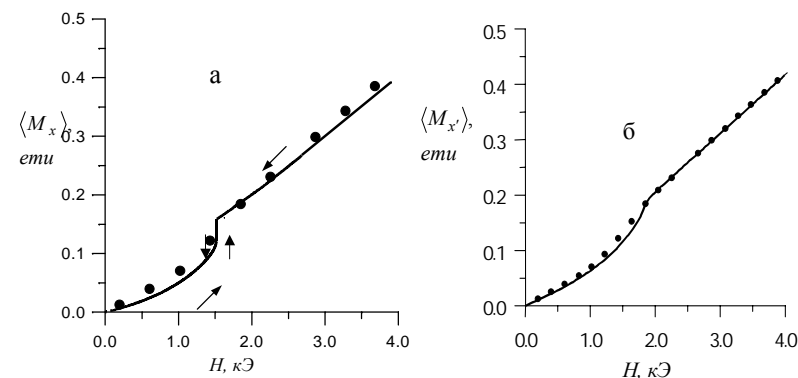
$$P_k^{\perp a} = \frac{4C_{66}}{B_{66}} (K_{ms}^{\perp a} - K_{\sigma}^{\perp a}).$$

Из выражения для  $H_k^{\perp a}$  видно, что потеря устойчивости при  $P = 0$  может быть только в случае  $K_{\sigma}^{\perp a} > K_{ms}^{\perp a}$ , т.е. при  $\sigma_0 > \pi \sigma_{kw}^{\perp a} (n=0)/2$ . В случае структур типа  $S^{\perp b}$  поля отрыва 90-градусных стенок и распада 180-градусных на две 90-градусные совпадают, т.е.  $H_c^{\perp b} = H_k^{\perp b}$ .

**Перестройка 90-градусной доменной структуры в 180-градусную** в случае магнотриксционно заряженных стенок происходит следующим образом: при постепенном увеличении напряженности магнитного поля координата равновесного положения 90-градусной ДГ  $q_p$  возрастает, например, следуя кривой  $ODA$  (см.рис.2), а полная энергия 90-градусной структуры уменьшается (см.рис.3). В точке  $A$ , т.е. при  $H = H_c$  произойдет отрыв доменной границы от потенциальной ямы, и она скачком оказывается в точке  $B$  с координатой  $q_p = d/2$ . В этой точке доменные границы, имеющие одинаковую полярность, сливаются в одну 180-градусную, а доменные границы разной полярности – аннигилируют. Если теперь вновь уменьшать напряженность поля, то 180-градусная ДГ останется устойчивой в том же положении (линия  $BC$ ), увеличивается только ее толщина, пока напряженность поля не станет равной критическому значению  $H_k$  потери устойчивости 180-градусной ДГ. Исходя из последнего утверждения, сделан вывод, что процесс перестройки носит гистерезисный характер. Поля  $H_c$  и  $H_k$  определяют границы метастабильности структур с 90- и 180-градусными ДГ соответственно. Однако, если при изменении магнитного поля образец будет переходить в равновесное состояние, то перестройка будет происходить не при  $H_c$  или  $H_k$ , а при некотором поле  $H_t$ , определяемом из равенства полных энергий доменных структур (рис.3).

В случае магнотриксционно незаряженной  $S_{90}^{\perp b}$  доменной границы точки  $A$ ,  $B$  и  $C$  совпадают, т.е. стенка сдвигается вплоть до смещения  $q_p = D/2$ , таким образом, перестройка происходит плавно, без скачка.

Далее, основываясь на результатах изучения перестройки доменной структуры, были построены кривые намагничивания, и проведено сравнение теоретических и экспериментальных данных. Вид кривой намагничивания для магнотриксционно заряженных и незаряженных стенок приведен на рис.4. Видно, что в случае магнотриксционно заряженных стенок при некотором значении магнитного поля имеет место скачок намагниченности. Значение поля в этой точке соответствует полю потери перехода 90-градусной структуры в 180-градусную, т.е.  $H_t$ . В случае магнито-



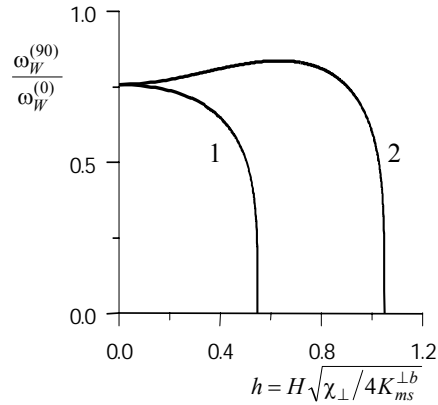
**Рис.4.** Кривые намагничивания для магнотриксционно заряженных (а) и незаряженных (б) доменных структур при  $P=0$ . Точками обозначены экспериментальные данные, полученные Власовым и др. [8, 9]

стриксционно незаряженных стенок скачок на кривой намагничивания отсутствует.

Из рис.4 видно, что теоретические кривые намагничивания удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Наиболее полное соответствие достигается, если предположить, что в образце одновременно существуют разные типы ДГ, с преобладанием магнотриксционно незаряженных  $S^{\perp b}$  стенок.

В четвертой главе излагаются результаты теоретического исследования трансляционных и пульсационных колебаний доменных границ. Частоты трансляционных колебаний оказались чувствительными к характеристикам неоднородных механических напряжений (амплитуде и периоду).

На рис.5 приведена зависимость частоты трансляционных колебаний 90-градусной доменной границы. Видно, что с ростом величины магнитного поля в случае растягивающих ( $P < 0$ ) и нулевых давлений происходит монотонное уменьшение частоты до нуля, а в случае сжимающего внешнего давления ( $P > 0$ ) сначала происходит увеличение частоты, а затем такое же монотонное уменьшение до нуля. Это связано с тем, что в выбранной геометрии полей и давлений ( $\vec{H}_0 \uparrow \vec{P} \parallel [110]$ ) под действием внешнего однонаправленного давления доменные границы сдвигаются, причем при  $P < 0$  ДГ сдвигаются в ту же сторону, что и в случае действия магнитного поля, а в случае  $P > 0$  – в противоположную.



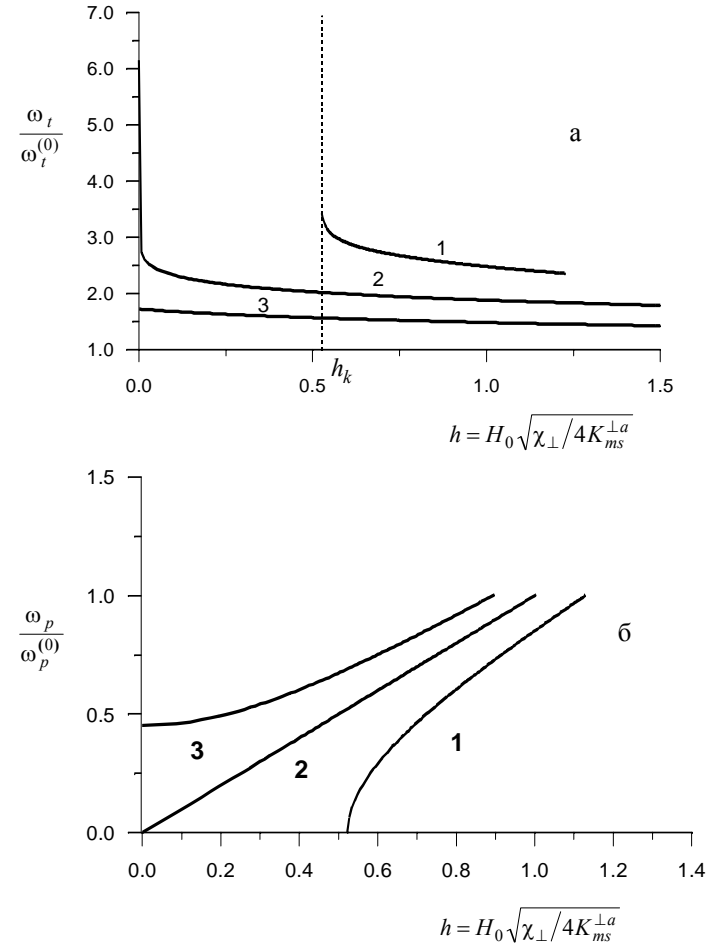
**Рис.5** Зависимость частоты трансляционных колебаний  $S_{90}^{\perp b}$  ДГ от внешнего магнитного поля при  $K_{\sigma_0}/K_{ms}^{\perp b} = 0.7$ , 1)  $K_p/K_{ms}^{\perp b} = -0.4$ ; 2)  $K_p/K_{ms}^{\perp b} = 0.4$ .

Обращение частоты трансляционных колебаний в нуль соответствует отрыву 90-градусной доменной границы от потенциальной ямы. На рис.6 приведены графики частот трансляционных и пульсационных колебаний 180-градусных доменных границ. Видно, что с уменьшением величины магнитного поля (при  $\sigma_0 > \sigma_{kd}$ ) частота трансляционных колебаний возрастает и в некоторой точке обращается в бесконечность. Такое поведение частот обусловлено уширением стенки, что приводит, с одной стороны, к уменьшению эффективной массы доменной границы, а с другой – к увеличению параметра квазиупругой связи.

Найдена новая мода колебаний 180-градусной стенки, соответствующая колебаниям толщины доменной границы. Колебания данного типа названы в работе *пульсационными*. Частота пульсационных колебаний

$$\omega_p = \frac{2\gamma}{\sqrt{2\chi_{\perp}}} \left[ 4(K_{ms}^{\perp a} - K_{\sigma_0}^{\perp a} - K_p) + \chi_{\perp} H_0^2 \right]^{1/2}$$

с уменьшением величины магнитного поля уменьшается и в поле распада 180-градусной стенки на две 90-градусные обращается в нуль. Это означает, что при некотором критическом значении поля, 180-градусная ДГ становится неустойчивой по отношению к распаду на две 90-градусные. В случае границ типа  $S^{\parallel}$  и при  $\sigma_0 < \sigma_{kd}$  для  $S^{\perp}$  структур с уменьшением величины магнитного поля частота трансляционных колебаний возрастает



**Рис.6.** Зависимость частоты трансляционных (а) и пульсационных колебаний 180-градусной доменной границы при  $P = 0$ ;  $\sigma_k/\sigma_0$ : 1 – 0.5; 2 – 0.8; 3 – 2.0.

до какого-то конечного значения, а частота пульсационных колебаний, уменьшаясь, не обращается в нуль. Следовательно, 180-градусная доменная структура с  $S^{\parallel}$  стенками устойчива и в отсутствии магнитного поля.



Показано, что критические поля перестройки, определенные из исследования основного состояния и динамики доменных границ совпадают.

В окрестности критического поля распада 180-градусной ДГ на две 90-градусные могут возникать гигантские осцилляции ширины доменной границы, впервые рассмотренные в кубических ферромагнетиках [11]. В ферромагнетиках возвращающая сила обусловлена магнитостатикой. Приведенные в данной диссертационной работе исследования позволяют утверждать, что в случае антиферромагнетиков возвращающая сила обусловлена магнитострикцией.

Гигантские осцилляции ширины 180-градусной доменной границы могут сопровождаться излучением звуковых волн.

В Заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

- 1) Развита теория 90-градусной и 180-градусной доменных структур в тетрагональном легкоплоскостном антиферромагнетике. Последовательно учитывается влияние спонтанной магнитострикции, неоднородных механических напряжений, а также наличие внешнего магнитного поля. Показано, что в определенном интервале значений амплитуды неоднородных механических напряжений энергетически выгодным является образование магнитострикционно незаряженной 90-градусной доменной структуры.
- 2) Показано существование критических значений амплитуды внутренних напряжений выгодности  $\sigma_{kd}$  и устойчивости  $\sigma_{kw}$  90-градусной магнитострикционно заряженной доменной структуры по сравнению со 180-градусной структурой. Найдены критические поля и критические давления отрыва 90-градусных стенок от потенциальной ямы, образованной взаимодействием доменных границ с неоднородными механическими напряжениями.
- 3) Установлено, что распад 180-градусных стенок перпендикулярных легкой плоскости на две 90-градусные имеет место при наличии в кристалле внутренних знакопеременных механических напряжений. Критические поля распада 180-градусных стенок определяются амплитудой внутренних неоднородных механических напряжений и величиной внешнего направленного давления. Процесс перестройки доменной структуры в случае магнитострикционно заряженных стенок носит гистерезисный характер, а в случае магнитострикционно незаряженных – безгистерезисный.
- 4) Построены кривые намагничивания для рассмотренных в работе моделей доменных структур. Показано, что при критическом поле переходе 90-градусной доменной структуры в 180-градусную в случае струк-

тур с магнитострикционно заряженными стенками имеет место скачок намагниченности, а в случае магнитострикционно незаряженных таковой отсутствует. Результаты теоретических исследований удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

- 5) Исследованы линейные колебания доменных стенок в легкоплоскостных тетрагональных антиферромагнетиках. Показано сильное влияние внешних и внутренних неоднородных механических напряжений на зависимость частоты как трансляционных, так и пульсационных колебаний от внешнего магнитного поля. Установлено, что при положительной магнитострикции внешние напряжения сжатия приводят к уменьшению и обращению в нуль частоты пульсационных колебаний  $\omega_p$ , т.е. к неустойчивости 180-градусной ДГ по отношению к разбиению на две 90-градусные. Внешние напряжения растяжения наоборот, приводят к возрастанию частоты  $\omega_p$ , а значит к устойчивости структуры со 180-градусными доменными границами.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Néel L. – Ann.Phys., 1948, vol.3, p.137 [перевод в сборнике *Антиферромагнетизм* (под ред. С.В. Вонсовского), М.: ИЛ, 1956].
2. Yamada T. *Antiferromagnetic domain walls in nickel oxide* // J. Phys. Soc. Jap., 1963, vol.18, no.14, pp.520–530.
3. Roth W.L. *Neutron and optical studies of domain in NiO* // J. Appl. Phys., 1960, vol.31, no.11, p.2000–2011.
4. Фарзтдинов М.М. *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах* // М.: Наука, 1981, 156 с.
5. Фарзтдинов М.М. *Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой* // М.: Наука, 1988, 240 с.
6. Holden T.M., Menshikov A.Z., and Eric Fawcett *Anisotropic spin-wave dispersion in FeGe<sub>2</sub>* // J. Phys.: Condens. Matter, 1996, vol.8, L291–L294.
7. Adams C.P., Mason T.E., Mentink S.A.M. and Eric Fawcett *The magnetic phase diagram and transport properties of FeGe<sub>2</sub>* // J. Phys.: Condens. Matter, 1997, vol.9, 1347–1355.
8. Власов К.Б., Зайнуллина Р.И., Миляев М.А. *Кривые намагничивания антиферромагнетика с несколькими осями антиферромагнетизма* // ЖЭТФ, 1991, т.99, с.300.
9. Власов К.Б., Зайнуллина Р.И., Миляев М.А. *Кривые намагничивания антиферромагнетика с несколькими осями антиферромагнетизма. Необратимые процессы* // ЖЭТФ, 1992, т.101, с.1300.

10. Хуберт А. *Теория доменных стенок в упорядоченных средах* // М.: Мир., 1977, 306 с.
11. Филиппов Б.Н., Береснев В.И. *О динамической устойчивости и перестройке структуры доменных границ в ферромагнетиках* // ФММ, 1984, т.58, вып.6, с.1093-1099.

#### СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1.\* Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н., Бикмеев А.Т. *Влияние магнито-стрикции на динамику доменных границ многоосного тетрагонального антиферромагнетика* // тезисы XV Всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва, 1996, с.97-98.
- 2.\* Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н., Бикмеев А.Т. *Колебания 90-градусных доменных стенок в тетрагональном антиферромагнетике* // Вестник Башкирского университета, 1996, №1, с.20-24.
- 3.\* Бикмеев А.Т., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. *Доменная структура тетрагонального антиферромагнетика в магнитном поле* // Сб. научных трудов Всероссийской научной конф. «Физика конденсированного состояния», Стерлитамак, 1997, том.2, с.26.
- 4.\* Бикмеев А.Т. *Перестройка 180-градусной доменной границы тетрагонального антиферромагнетика в магнитном поле* // Тезисы докл. Республ. научной конф. студ. и асп. по физике и математике. Уфа, 1997, с.4-6.
- 5.\* Бикмеев А.Т., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. *Доменная структура тетрагонального антиферромагнетика в магнитном поле* // Вестник Башкирского университета, 1998, №1, с.19-21.
- 6.\* Бикмеев А.Т., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. *Магнитоупругие колебания 180-градусной доменной границы в тетрагональном антиферромагнетике* // тезисы XVI Всероссийской школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва, 1998, часть II, с.573-574.
- 7.\* Бикмеев А.Т. *Колебания толщины 180-градусной доменной границы в тетрагональном антиферромагнетике во внешнем магнитном поле* // тезисы Башкирской Республиканской научной конференции студентов и аспирантов по физике «Нелинейные и резонансные явления в конденсированных средах», Уфа, 1998, с.20-21.
- 8.\* Шамсутдинов М.А., Бикмеев А.Т., Филиппов Б.Н. *Влияние напряжений на процессы намагничивания многоосного антиферромагнетика* // Сб. трудов Региональной конф. «Резонансные и нелинейные явления в конденсированных средах», Уфа, 1999, т.1, с.186-188.

- 9.\* Шамсутдинов М.А., Бикмеев А.Т., Филиппов Б.Н., Халфина А.А. *Доменная структура в двухосном антиферромагнетике с неоднородными внутренними напряжениями* // ФММ, 1999, Т.88, №4, с.33-45.
- 10.\* Шамсутдинов М.А., Бикмеев А.Т., Филиппов Б.Н., А.А. Халфина *Динамика доменных границ в тетрагональном ферромагнетике с неоднородными внутренними напряжениями* // Тезисы II объединенной конференции по магнитоэлектронике, (международная), Екатеринбург-2000 (15-18.02) стр.80.
- 11.\* М.А. Шамсутдинов, Б.Н. Филиппов, А.Т. Бикмеев «*Микромагнитная теория намагничивания и динамика ДГ в двухосных антиферромагнетиках*» // Программа XXVIII Международной зимней школы физиков-теоретиков «Коуровка-2000», с.28.
- 12.\* М.А. Shamsutdinov, А.Т. Bikmeyev, В.Н. Filippov and А.А. Khalfina *Domain structure of a tetragonal antiferromagnet* // JMMM, 2001, vol 224, Issue 1, p.93-105.