

537.611.44

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ**В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	417
1. Магнитная структура и магнитооптические свойства ортоферритов	420
а) Свободная энергия и структура доменных границ	420
б) Оптические и магнитооптические свойства	422
2. Экспериментальное изучение динамики доменных границ	426
а) Методы	426
б) Подвижность ДГ	431
в) Магнитоупругие аномалии	432
г) Предельная скорость	434
д) Динамика ДГ в борате железа	435
3. Теория движения доменных границ в слабых ферромагнетиках	436
а) Эффективные уравнения	436
б) Структура движущейся ДГ	438
в) Скорость вынужденного движения	439
4. Черенковское излучение квазичастиц при движении доменной границы	442
а) Общие закономерности	442
б) Излучение акустических фононов	444
в) Излучение в неоднородном кристалле	447
5. Нестационарное неоднородное движение доменных границ	448
Заключение	454
Список литературы	455

ВВЕДЕНИЕ

Физические свойства реальных магнитоупорядоченных веществ во многом определяются существованием доменной структуры¹. Основные представления о доменной структуре и свойствах доменных границ (ДГ) были развиты в основополагающих работах Вейсса², Блоха³, Ландау и Лифшица⁷ и Нееля⁵. Экспериментальное доказательство существования доменов и выяснение их роли в намагничении ферромагнетиков было проведено в классических экспериментах Баркгаузена⁶, Биттера⁷, Акулова и Дехтяря⁸, Сикстуса и Тонкса⁹. Детальное исследование доменов и ДГ долгое время сдерживалось отсутствием качественных магнитоупорядоченных кристаллов (в дальнейшем — магнетиков) и сложностью доменной структуры массивных образцов. Ситуация существенно изменилась в 60-х годах после получения совершенных монокристаллов ферродизлектриков, особенно в виде тонких пленок и пластинок. Успехи в изучении доменов в таких образцах в значительной степени связаны с получением оптически прозрачных магнетиков (см. ¹⁰). Современные экспериментальные методы, прежде всего магнитооптические, позволяют детально исследовать статические и динамические свойства отдельной ДГ или уединенного домена.

Возможность использовать домены в тонких магнитных пленках (особенно цилиндрические магнитные домены — ЦМД) для создания элементов современных электронно-вычислительных машин привлекла к этой проблеме

внимание большого числа исследователей, породив «ЦМД-бум» (см. ^{11,12}). С другой стороны, изящество выявленных в процессе исследования закономерностей вызвало интерес к этой области со стороны физиков, занимающихся фундаментальными исследованиями. Движущиеся ДГ и домены при теоретическом описании суть нелинейные уединенные волны намагниченности (магнитные солитоны). Понятие солитона является новым и весьма плодотворным понятием современной теоретической и математической физики ¹³. Выяснилось, что наиболее адекватное описание динамики доменов и ДГ может быть проведено на основе теории солитонов ¹⁴. Большое количество результатов, накопленных при экспериментальном исследовании динамики ДГ, является важным базисом для развития теории солитонов. Указанные обстоятельства делают исследования нелинейной динамики ДГ актуальным как с прикладной точки зрения, так и для развития фундаментальных исследований магнетиков.

К настоящему времени динамика доменов наиболее подробно изучена для двух классов магнитоупорядоченных кристаллов *) — ферритов-гранатов и редкоземельных ортоферритов. Отметим, что именно эти кристаллы были первыми прозрачными магнетиками ¹⁰. Эти два класса магнетиков существенно различаются как с точки зрения макроскопических свойств, так и по динамическим свойствам. Ферриты-гранаты представляют собой типичные нескомпенсированные ферримангнетики и с макроскопической точки зрения ведут себя как ферромагнетики. Редкоземельные ортоферриты являются примером так называемых слабых ферромагнетиков (СФМ). Эти вещества близки к антиферромагнетикам, т. е. магнитные моменты подрешеток в них почти полностью скомпенсированы. Спонтанный магнитный момент СФМ, в частности, ортоферритов весьма мал и определяется только слабой неколлинеарностью магнитных моментов подрешеток, обусловленной взаимодействием Дзялошинского ¹⁵ (см. также ^{16,17}). В силу этого обстоятельства энергия размагничивающих полей в СФМ существенно (на 2—3 порядка) меньше энергии других релятивистских взаимодействий (например, энергии магнитной анизотропии). Анализ показывает, что это существенно отличает их статические и особенно динамические свойства от свойств ферритов-гранатов, в которых соответствующие величины одного порядка или отличаются на порядок.

Нелинейная динамика магнетиков описывается на основе уравнения Ландау — Лифшица ⁴ (см. ¹⁶⁻¹⁸) для векторов намагниченности подрешеток. Для ферритов-гранатов хорошим является приближение эффективного ферромагнетика, в соответствии с которым феррит описывается уравнением для суммарной намагниченности **). Для этих уравнений известны решения, описывающие движение с немалой скоростью плоской ДГ, однородной в своей плоскости. Такое решение известно как для одноосного ²⁰, так и для ромбического ферромагнетика ²¹, его принято называть уокеровским решением. Специфика этого решения состоит в том, что скорость поступательного движения ДГ не может превышать определенного предельного значения, называемого уокеровским пределом.

Однако результаты экспериментальных исследований движения ДГ в ферритах-гранатах существенно расходятся с теорией, построенной на основе уокеровского решения. В частности, значение предельной скорости может быть значительно меньше уокеровского предела, зависимость скорости вынужденного движения границы от вынуждающей силы иная и т. д. ¹².

*) В последнее время интенсивно развиваются исследования других типов материалов с подвижными доменами. К ним относятся аморфные металлические пленки, содержащие редкоземельные металлы, и ферритовые пленки с субмикронными доменами. Однако экспериментальные данные по этим материалам значительно менее полны, и мы в дальнейшем не будем их обсуждать.

**) Это приближение несправедливо в узкой окрестности точки компенсации механических моментов подрешеток феррита ¹⁹.

Это расхождение анализировалось рядом авторов (см.¹²). Оказалось, что оно связано с тем, что в ферритах-гранатах ДГ практически всегда не является однородной в своей плоскости. Более того, при движении ДГ со скоростью, значительно меньшей уокеровского предела, начинает происходить динамическая перестройка неоднородностей в ДГ, оказывающая основное влияние на ее динамику. В настоящее время установлено, что такая сложная картина движения ДГ в ферритах-гранатах обусловлена влиянием дальнедействующих размагничивающих полей. Учет этих полей представляет собой весьма сложную задачу, так как при этом одномерное нелинейное дифференциальное уравнение Ландау — Лифшица становится неодномерным интегродифференциальным. Несмотря на ряд успехов в теоретическом описании некоторых аспектов динамики ДГ¹², в настоящее время не существует количественной теории, позволяющей полностью описать движение ДГ в магнетиках типа ферритов-гранатов *).

Для СФМ ситуация существенно иная. Экспериментальные исследования ортоферритов, начавшиеся примерно с 70-х годов, показали, что ДГ в ортоферритах могут двигаться с очень высокими скоростями (см. подробнее гл. 2). Эти результаты в течение долгого времени также не могли быть объяснены на базе решения Уокера. В частности, отмечалось, что предельное значение скорости значительно больше (а не меньше, как для ферритов-гранатов) уокеровского предела. Однако в конце 70-х годов это расхождение было объяснено тем, что непосредственное использование уокеровского решения некорректно, так как игнорирует подрешеточную структуру СФМ. После того как этот факт был осознан и была построена теория базирующаяся на двухподрешеточной модели, оказалось, что простая одномерная (не учитывающая неоднородностей в плоскости границы) модель очень хорошо описывает основные аспекты динамики ДГ в ортоферритах (см. ниже гл. 3).

Это связано с весьма благоприятной ситуацией, о которой мы уже говорили: нелокальное взаимодействие, обусловленное размагничивающими полями, в СФМ весьма слабо и не оказывает существенного влияния на динамику ДГ.

В измерениях зависимости скорости от внешнего поля были обнаружены аномалии при значениях скорости, близких к значениям скорости продольного и поперечного звука. Эти аномалии могут быть объяснены как следствие черенковского излучения фононов (см. гл. 4).

В последнее время выяснилось, что при больших скоростях движение ДГ может становиться существенно нестационарным. Обсуждению этих результатов посвящена гл. 5.

Проведенные недавно исследования движения ДГ в легкоплоскостном СФМ — борате железа продемонстрировали, что основные закономерности динамики ДГ в СФМ с различными видами магнитной анизотропии в основном похожи и хорошо описываются существующей теорией.

Таким образом, в настоящее время изучение нелинейной динамики ДГ в СФМ продвинулось существенно дальше, чем для любых других магнетиков, например, типа ферритов-гранатов. Существующие прецизионные методики измерения позволяют исследовать ряд тонких эффектов с высокой точностью. С другой стороны, существует адекватное теоретическое описание этих эффектов, как правило, количественно согласующееся с экспериментом. Очерченный круг вопросов составляет целостный и весьма важный раздел нелинейной физики магнетизма, развитие которого актуально как для фундаментальной физики, так и в прикладном аспекте.

*) Необходимо отметить, что наличие в гранате сильной анизотропии в базисной плоскости или сильного поля в плоскости границы может, по-видимому, затруднять возникновение неоднородностей в плоскости ДГ, в силу чего одномерная модель Уокера лучше описывает динамику границы (¹², с. 177).

Эти обстоятельства и побудили авторов написать настоящий обзор. Мы надеемся, что систематическое изложение результатов исследования нелинейной динамики ДГ в СФМ будет способствовать дальнейшему развитию исследований доменной динамики как важного раздела современной физики магнетизма.

4. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОРТОФЕРРИТОВ

а) С в о б о д н а я э н е р г и я и с т р у к т у р а д о м е н н ы х г р а н и ц

Большим и интенсивно изучаемым классом антиферромагнетиков со слабым магнетизмом и основным объектом нашего обзора являются редкоземельные ортоферриты, общая формула которых $RFeO_3$, где R — ион редкоземельных элементов; группа симметрии кристалла D_{2h}^6 . Монокристаллы ортоферритов получают методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве ²², гидротермального синтеза ²³ и бестигельной зонной плавки с оптическим нагревом ²⁴, причем последние дают наиболее крупные и оптические прозрачные кристаллы. Ниже мы изложим необходимые для настоящего обзора свойства ортоферритов. Более подробные экспериментальные и теоретические данные о них можно найти в монографии ²⁵.

Будем описывать ортоферрит как СФМ с двумя магнитными подрешетками, намагниченности которых равны M_1 и M_2 . Удобно ввести нормированные векторы намагниченности m и антиферромагнетизма l :

$$m = \frac{M_1 + M_2}{2M_0}, \quad l = \frac{M_1 - M_2}{2M_0}. \quad (1.1)$$

Векторы m и l в силу постоянства длин моментов подрешеток ($M_1^2 = M_2^2 = M_0^2$) связаны соотношением

$$ml = 0, \quad m^2 + l^2 = 1. \quad (1.2)$$

Плотность энергии СФМ запишем в виде

$$w = M_0^2 \left(\frac{1}{2} \delta m^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 \alpha_{ik} \frac{\partial l}{\partial x_i} \frac{\partial l}{\partial x_k} + w_a^{(0)} + w_D - 2mh \right), \quad (1.3)$$

где α_{ik} и δ — константы неоднородного и однородного обмена соответственно, $\delta \sim T_N / \mu_0 M_0$, $\alpha \sim \delta a^2$, T_N — температура Нееля, a — постоянная решетки, $h = H / M_0$, H — внешнее поле. Вид энергии анизотропии $w_a^{(0)}$ и энергии взаимодействия Дзялошинского w_D определяется симметрией СФМ. В одноосном СФМ с четной главной осью

$$w_D = d [ml], \quad (1.4)$$

где d — вектор, направленный вдоль главной оси, величина $dM_0/2$ равна полю Дзялошинского H_D . Этой же формулой можно пользоваться и при описании ортоферритов, считая, что d направлен вдоль b -оси.

При записи (1.3) учтено, что в достаточно слабых полях ($h \ll \delta$) $m^2 \ll l^2 \approx 1$. Поэтому в (1.3) опущены слагаемые с $(\nabla m)^2$ и можно пренебречь зависимостью $w_a^{(0)}$ от компонент m . В этом случае легко выразить m через компоненты вектора l . Минимизируя (1.3) с учетом (1.2), (1.4), получим

$$m = \frac{1}{\delta} \{ [dl] + 2(h - l(hl)) \}. \quad (1.5)$$

Энергия СФМ в терминах единичного вектора l , $l^2 = 1$ с учетом (1.5) принимает вид

$$W = M_0^2 \int dr \left\{ \frac{1}{2} \alpha (\nabla l)^2 + w_a + \frac{2}{\delta} (lh)^2 + \frac{2}{\delta} l [hd] \right\} \quad (1.6)$$

Здесь положено $\alpha_{ih} = \alpha\delta_{ih}$, что с большой точностью справедливо для ортоферритов, $w_a = w_a^{(0)} + (\mathbf{d}\mathbf{l})^2/2\delta$ — эффективная энергия анизотропии. Очевидно, что структура w_a такая же, как $w_a^{(0)}$, и определяется симметрией СФМ. Для ортоферрита

$$w_a = \frac{1}{2} (\beta_1 l_z^2 + \beta_2 l_y^2). \quad (1.7)$$

Будем считать, что оси x, y, z совпадают с осями a, b, c кристалла. Как показывает опыт (²⁶; см. также ²⁵), при высоких температурах во всех ортоферритах векторы \mathbf{l} и \mathbf{m} ориентированы вдоль осей a и c соответственно. При понижении температуры в некоторых ортоферритах происходит переориентация \mathbf{l} и \mathbf{m} , эта переориентация описывается зависимостью констант β_1 и β_2 от температуры. Высокотемпературная фаза $\Phi_{||}$ устойчива при $\beta_1(T) > 0$ и $\beta_2(T) > 0$. Если $\beta_1(T)$ меняет знак, то происходит переход в низкотемпературную слабоферромагнитную фазу Φ_{\perp} , при этом вектор \mathbf{l} переориентируется к c -оси, а вектор \mathbf{m} — к a -оси. Такой переход происходит в SmFeO_3 , TmFeO_3 и других ортоферритах. Если же меняет знак $\beta_2(T)$, то ортоферрит переходит в антиферромагнитное состояние (\mathbf{l} параллелен b -оси, $m = 0$). Такой переход происходит в DyFeO_3 . ДГ в области переориентации имеют ряд особенностей ^{27,28}.

Описанные однородные состояния двукратно вырождены: состояния с $\mathbf{l}_0, \mathbf{m}_0$ и $-\mathbf{l}_0, -\mathbf{m}_0$ отвечают одной и той же энергии. Это определяет существование 180-градусных доменных границ (ДГ). Рассмотрим структуру ДГ в фазе $\Phi_{||}$.

Удобно перейти к угловым переменным для единичного вектора \mathbf{l} :

$$l_x = \cos \theta, \quad l_y = \sin \theta \sin \varphi, \quad l_z = \sin \theta \cos \varphi. \quad (1.8)$$

Фазе $\Phi_{||}$ отвечает $\mathbf{l} \parallel \mathbf{a}$, т. е. $\theta = 0, \pi$. Анализ показывает, что в ромбическом СФМ может существовать два типа ДГ. Одной из них (границе ac -типа) отвечает $\varphi = 0$, т. е. разворот \mathbf{l} в плоскости x, z . Другой — границе типа ab -разворот \mathbf{l} в плоскости x, y ($\varphi = \pi/2$). Распределение угла θ в обеих ДГ определяется уравнением

$$\alpha \frac{d^2\theta}{d\xi^2} - \beta \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (1.9)$$

где $\beta = \beta_1$ и β_2 для границы типа ac и ab соответственно, ξ — координата вдоль оси, нормальной к поверхности ДГ.

Решение этого уравнения с граничными условиями ($\theta(-\infty) = \pi$, $\theta(+\infty) = 0$) описывает оба типа ДГ и имеет вид

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \exp \left(-\frac{\xi}{x_{0i}} \right), \quad x_{0i} = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta_i}}. \quad (1.10)$$

Этим ДГ отвечает существенно разное распределение магнитного момента \mathbf{m} ²⁹. Для границы ac -типа вектор \mathbf{m} , так же как и вектор \mathbf{l} , разворачивается в плоскости ac , почти не меняясь по длине. В границе ab -типа вектор \mathbf{m} всегда направлен вдоль оси z и изменяется только по величине.

Наличие двух типов ДГ с одинаковыми значениями \mathbf{m} и \mathbf{l} вдали от границы ставит вопрос об устойчивости границ. Дело в том, что при анализе ДГ как топологического солитона оказывается, что если границе отвечают различные значения \mathbf{m} при $\xi \rightarrow +\infty$ и $\xi \rightarrow -\infty$, то граница не может быть уничтожена в силу топологических соображений ³⁰. Однако топологические соображения не могут исключить неустойчивость одной из двух возможных границ относительно перехода в другую *).

*) Интересно отметить, что если при $\xi \rightarrow +\infty$ и $\xi \rightarrow -\infty$ границе отвечают одинаковые значения \mathbf{m} и различны только значения \mathbf{l} , то такая граница не является топологически устойчивой и может быть уничтожена. Для этого достаточно создать в плоскости ДГ кольцевую дисклинацию (линию разрыва вектора \mathbf{l}) и затем увеличить радиус кольца ³¹. Потенциальный барьер, который нужно преодолеть в этом процессе, конечен. Такая ситуация характерна для антиферромагнетиков без слабого ферромагнетизма.

Проведенный в работе ²⁷ анализ показал, что из этих двух ДГ устойчива только одна, а именно та, которой отвечает меньшая энергия (меньшее значение константы β_i). Вторая ДГ абсолютно неустойчива относительно малых возмущений (это можно видеть, например, из полученной ниже формулы (3.5)). Константы β_1 , β_2 по-разному, вообще говоря, зависят от температуры. Следовательно, если при каком-то значении температуры разность ($\beta_1 - \beta_2$) меняет знак, при переходе через эту точку ДГ одного типа в магнетике должны переходить в ДГ другого типа. Такой переход наблюдался в диспрозиевом ортоферрите DyFeO_3 при $T = 150 \text{ K}$ ³², при этом ниже 150 K наблюдали границы ab -типа, а выше — границы ac -типа. Отметим, что переориентация момента в ДГ не совпадает с обычной спиновой переориентацией, которая происходит при изменении знака одной из констант β_i (наименьшей), а не их разности. В DyFeO_3 спиновая переориентация (точка Морина) происходит, например, при $T = 40 \text{ K}$, т. е. при температуре, значительно более низкой, чем температура перехода границы типа ac в границу типа ab . На наш взгляд, представляет интерес изучение динамических свойств ДГ вблизи этого перехода.

При различных ориентациях границы ac -типа могут быть разделены на следующие классы: квазиблоховская (вектор \mathbf{m} разворачивается в плоскости ДГ), квазинеелевская (вектор \mathbf{m} перпендикулярен плоскости ДГ) и так называемая встречная граница. Последней отвечает отличный от нуля скачок намагниченности, т. е. встречная граница является заряженной и создает размагничивающее поле вдали от себя. В границе ab -типа \mathbf{m} не вращается, и такая классификация неприменима. Так как энергия размагничивающих полей в ортоферритах мала, энергии этих ДГ близки друг к другу, однако их динамические свойства несколько отличаются. Различие этих ДГ особенно существенно проявляется при учете магнитоупругих взаимодействий (см. ниже гл. 2, 3).

Как мы покажем в гл. 3, эта же классификация ДГ и закономерностей их строения остается в силе и при анализе движущихся ДГ.

б) Оптические и магнитооптические свойства

Прогресс в изучении доменов в ортоферритах существенным образом связан с применением оптических методик регистрации доменных структур. Особенно существенно это проявляется в исследовании динамики ДГ. Методики двухразовой высокоскоростной фотографии, коллапса ЦМД, регистрации времени побега ДГ заданного расстояния между двумя световыми пятнами основаны на использовании оптической прозрачности и эффекта Фарадея. Как мы уже отмечали, слабые ферромагнетики-ортоферриты, как и ферриты-гранаты, были первыми оптически прозрачными магнетиками ^{33,10}. Они прозрачны в инфракрасной области спектра; в диапазоне длин волн $1,1\text{--}6 \text{ мкм}$ коэффициент поглощения не превышает десятых долей см^{-1} . Ортоферриты, в отличие от ферритов-гранатов, достаточно хорошо прозрачны и для видимого света. Это в значительной мере обусловлено тем, что ионы железа входят в решетку ортоферритов только в одной октаэдрической координации. Результаты расчета расщепления уровней иона Fe^{3+} кристаллическим полем приведены в ¹⁰. Коэффициенты поглощения света в ErFeO_3 в видимой и инфракрасной областях спектра представлены на рис. 1 ³⁴. Область хорошей прозрачности ортоферритов лежит вблизи длины волны $0,63 \text{ мкм}$. Минимальный коэффициент поглощения на этой длине волны составляет около 150 см^{-1} . Две широкие полосы поглощения в районе $0,7$ и 1 мкм соответствуют переходам ${}^6\text{A}_{1g} \rightarrow {}^4\text{T}_{1g}$ и ${}^6\text{A}_{1g} \rightarrow {}^4\text{T}_{2g}$ в ионах Fe^{3+} , несколько узких полос поглощения — переходам в ионах Er^{3+} . На длинах волн, больших 8 мкм , резко возрастает поглощение, вызванное колебаниями решетки, лежащими в спектральном интервале $1300\text{--}1600 \text{ см}^{-1}$. Спектры пропускания ортоферритов

Tb, Ho, Tm, Er и Yb в дальней инфракрасной области исследованы в ³⁵. На рис. 2 представлена спектральная зависимость прозрачности TmFeO₃ при 4,2 К. Линии поглощения вблизи 101,1 и 112,1 см⁻¹ наблюдаются во всех исследованных ортоферритах и обусловлены оптическими фононами. Остальные линии поглощения обусловлены электрическими дипольными переходами между уровнями основного мультиплета, расщепленными кристаллическим полем.

Как отмечалось, ортоферриты — орторомбические кристаллы (группа D_{2h}¹⁶). Они являются оптически двуосными и обладают большим оптическим двулучепреломлением. Собственными типами электромагнитных волн, распространяющимися в продольно намагниченном двулучепреломляющем прозрач-

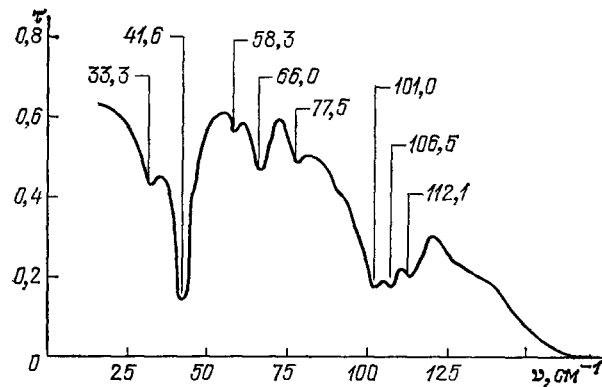
ном кристалле, являются ортогональные эллиптически поляризованные волны ¹⁸. При сложении двух таких волн, распространяющихся в кристалле с разными скоростями, на выходе из него получается эллиптически поляризованная волна. Большая ось эллипса при этом повернута на угол θ по отношению к направлению линейной поляризации падающей на кристалл волны. Для падающей волны, поляризованной вдоль кристаллографических осей, перпендикулярных направлению слабого ферромагнетизма,

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\gamma}{n_x^2 - n_y^2} \sin \frac{2\pi l (n_x - n_y)}{\lambda}; \quad (1.11)$$

здесь $n_x = \sqrt{\epsilon_{xx}}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_{yy}}$, $\gamma = i\epsilon_{xy}$, λ — длина волн света, l — толщина пластинки. Выражение (1.11) получено при условии

$$|\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}| \gg |\gamma|, \quad (1.12)$$

Рис. 2. Спектр пропускания ортоферрита тулия в дальнем инфракрасном диапазоне ³⁵



осциллирующей функцией λ , причем амплитуда осцилляций в силу (1.12) мала. Выражение (1.11) при $n_x = n_y$ переходит в стандартную формулу для угла фарадеевского вращения ³⁶:

$$\theta = \frac{\pi \gamma l}{n \lambda}.$$

В работе ³⁷ выражения для угла поворота θ и параметра эллиптичности получены без ограничения (1.12) с использованием метода матрицы Джонса.

На рис. 3 изображены спектральные зависимости $\theta(\lambda)$ на выходе из образцов YFeO₃ различных толщин, вырезанных перпендикулярно оси [001] (оси c) ³⁸.

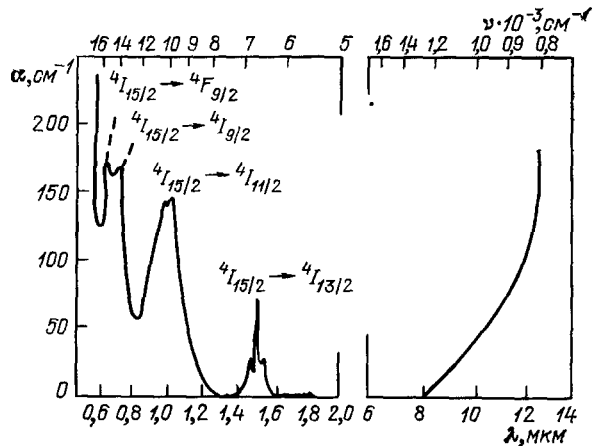


Рис. 1. Коэффициент поглощения света в ортоферрите эрбия в видимом и инфракрасном диапазонах ³⁴

В инфракрасном диапазоне, где дисперсия двулучепреломления мала, можно определить величину $\Delta n = n_x - n_y$ из двух соседних значений λ , при

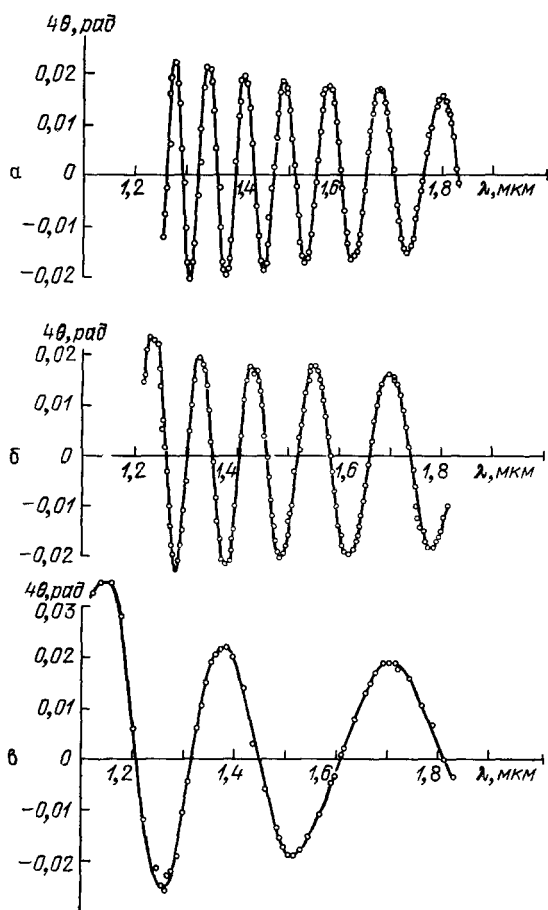


Рис. 3. Спектральная зависимость угла поворота большой оси эллипса поляризации в пластинках YFeO_3 , перпендикулярных оси $[001]$, разных толщин: а — 750 мкм, б — 515 мкм, в — 210 мкм³⁸

которых $\theta(\lambda) = 0$. В интервале длин волн 1,1—1,8 мкм полученные таким способом значения Δn для YFeO_3 составили $(3-4) \cdot 10^{-2}$ ³⁸, что согласуется с данными, полученными позднее с использованием компенсаторов³⁹. В видимой области спектра дисперсия двулучепреломления ортоферритов велика и для определения Δn использовались компенсаторы. Приведенные результаты показывают, что двулучепреломление ортоферритов существенно ограничивает углы поворота плоскости поляризации при распространении света вдоль оси слабого ферромагнетизма. На длине волны 0,63 мкм, где прозрачность ортоферритов довольно высока, θ не превышает 1,5—2°. Это приводит к невысокому оптическому контрасту наблюдаемых доменных структур. Величины недиагональных компонент тензора ϵ_{ik} всех исследованных к настоящему времени ортоферритов³⁸⁻⁴¹ оказались необычно большими. Они в несколько раз превосходят аналогичные величины для ферритов-гранатов и не пропорциональны слабому ферромагнитному моменту. Для объяснения больших линейных магнитооптических эффектов в ортоферритах предложено несколько

механизмов, основная идея которых состоит в попытке связать их с вектором антиферромагнетизма^{41,42}.

Необычно большие величины недиагональных компонент тензора ϵ_{ik} ортоферритов стимулировали работы по исследованию в них эффекта Фарадея при распространении света вдоль оптической оси, где в соответствии с (1.11) влияние двулучепреломления на величину θ исчезает. Измерения главных показателей преломления ряда ортоферритов^{39,43} показали, что их оптические оси лежат в плоскости (100) и на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм составляют с осью $[001]$ углы 52 и 47°^{39,43-45}. Вследствие этого имеется ненулевая проекция слабого ферромагнитного момента этих кристаллов на направление их оптических осей. На рис. 4 представлена зависимость угла ξ между оптической осью и осью $[001]$ для YFeO_3 и DyFeO_3 в интервале длин волн 0,62—1,8 мкм^{44,45}. Дисперсионные зависимости эффекта Фарадея в указанных ортоферритах представлены на рис. 5^{44,45}. На длине волны 0,63 мкм удельное вращение плоскости поляризации в них составляет —2900 град/см и —3900 град/см соответственно. Это обеспечивает очень высокий оптический контраст доменных структур в пластинках, перпендику-

лярных оптической оси. В пластинках, вырезанных так, что слабый ферромагнитный момент лежит в плоскости перпендикулярной плоскости образца и наклонен к ней, возникает полосовая доменная структура. Куртциг и Шокли

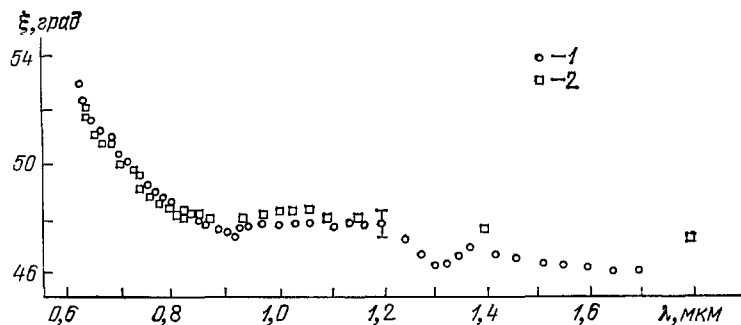


Рис. 4. Угол между оптической осью и осью [001] в плоскости (100) для YFeO_3 (1) и DyFeO_3 (2) ^{44,45}

наблюдали полосовые доменные структуры в пластинках YFeO_3 и ErFeO_3 , вырезанных указанным выше образом ⁴⁶. Однако ими не было определено направление оптической оси и контраст наблюдаемых доменных структур

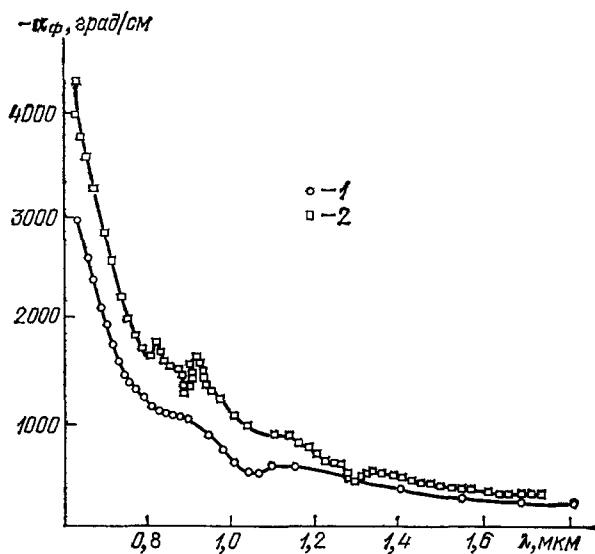


Рис. 5. Удельное фарадеевское вращение в YFeO_3 (1) и DyFeO_3 (2) ^{44,45}

в соответствии с (1.11) был мал. В пластинках ортоферритов, перпендикулярных оптической оси, наблюдалась высококонтрастная строго периодическая полосовая доменная структура ^{47,48}. ДГ в таких пластинках строго параллельны и перпендикулярны оси [100], лежащей в плоскости пластинки. Они являются границами промежуточного типа между блоховской и неелевской, поскольку магнитный момент в них вращается в плоскости (010). В дальнейшем мы будем называть их границами промежуточного типа. Фотография страйп-структуры в пластинке TmFeO_3 при 137 К представлена на рис. 6. Разность углов вращения плоскости поляризации для противоположно намагниченных доменов близка к 60° . Интенсивности света, прошедшего через соседние домены, отличаются в несколько сотен раз. Полосовая доменная структура представляет для света фазовую дифракционную ре-

шетку. Теория дифракции света на таких решетках построена в ^{49,50}. Фотография дифракционной картины света лазера на полосовой доменной структуре в пластинке TmFeO_3 ^{47,48} приведена на рис. 7. Внешнее магнитное поле

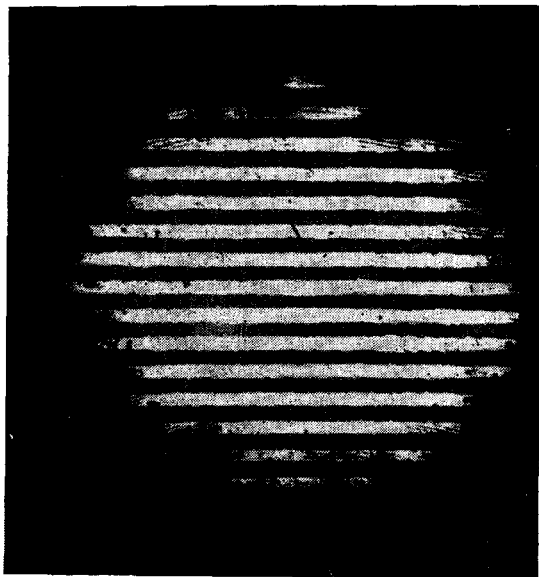


Рис. 6. Страйп-структура в пластинке TmFeO_3 , вырезанной перпендикулярно оптической оси, при $T = 137 \text{ K}$ (12°) ^{47, 48}

отсутствует, температура образца — 100 K — выбрана вблизи области переориентации, где размеры доменов уменьшаются. Четные дифракционные порядки в соответствии с теоретическими результатами ⁴⁹⁻⁵⁰ отсутствуют при



Рис. 7. Дифракция света на страйп-структуре TmFeO_3 ^{47, 48}

отсутствии внешнего магнитного поля. Отчетливая визуализация высоких дифракционных порядков свидетельствует об очень высокой периодичности страйп-структуры и о хорошей однородности пластинок ортоферрита.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

а) М е т о д ы

Первым методом исследования динамики ДГ ферромагнетиков был метод Сикстуса — Тонкса ⁹. Суть метода состоит в измерении времени пробега ДГ заданного расстояния вдоль тонкого и длинного образца из исследуемого материала.

Первоначально этот метод использовался для исследования скорости движения ДГ в $\text{Fe} - \text{Ni}$ -проводах. Именно в работе ⁹ было впервые введено понятие ДГ как граничного слоя между двумя противоположно намагниченными доменами.

Время пробега ДГ измерялось с помощью баллистического гальванометра, включенного в цепь одной из ламп ждущего мультивибратора. Ток через эту лампу начинался в момент пересечения ДГ первой катушки и кончался в момент пересечения ею второй катушки. Было обнаружено, что зависимость $v(H)$ линейна до скоростей 250 м/с. В работах ⁵¹⁻⁵³ этот метод был использован для исследований динамики ДГ ортоферритов. Образец ортоферрита имел форму стержня прямоугольного сечения 2×2 мм и длиной 50 мм. На одном конце стержня с помощью локальной катушки создавался домен, намагниченный противоположно остальной части стержня и отделенный от нее единственной ДГ (рис. 8). В начальный момент времени в катушку, внутри которой находился исследуемый образец, подавался импульс тока, равновесие доменов нарушалось, и ДГ двигалась вдоль стержня. При пересечении границей двух миниатюрных катушек в них возникают импульсы напряжения, регистрируемые на экране осциллографа. Разделив расстояние между катушками на время задержки между двумя импульсами, легко найти искомую величину скорости. Следует подчеркнуть, что многие современные методы исследования динамики ДГ являются видоизменениями методики Сикстуса — Тонкса.

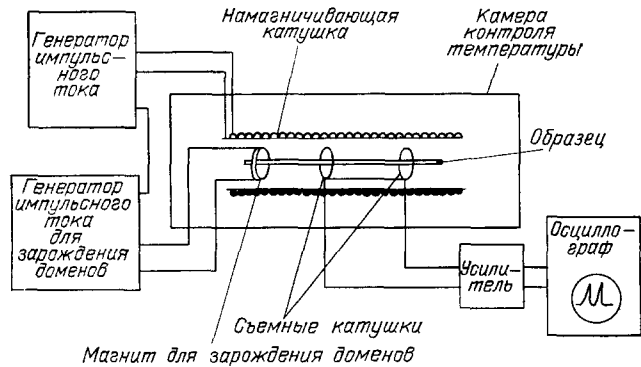


Рис. 8. Схема методики Сикстуса — Тонкса по измерению скорости доменных границ в ортоферритах ⁵³

Для определения скорости ДГ Бобеком ⁵⁴ был предложен метод коллапса ЦМД (см. также ^{11,12,55}). В этом методе измеряют длительность импульса магнитного поля, в течение которого радиус ЦМД уменьшается до его критического значения — радиуса коллапса, когда теряется радиальная устойчивость и ЦМД исчезает. Радиус ЦМД перед приложением импульсного магнитного поля и радиус коллапса в статическом режиме измеряют с помощью эффекта Фарадея в поляризационном микроскопе. Радиус коллапса в динамическом режиме определить трудно, и для его нахождения приходится пользоваться теоретическими расчетами ⁵⁶, либо более современными экспериментальными методиками. Так, методом высокоскоростной фотографии Хамфри ⁵⁷ показал, что диаметр ЦМД перед исчезновением в динамическом режиме значительно меньше, чем в статическом. В работе ⁵⁸, в которой методом коллапса исследовалась динамика ДГ в ортоферрите иттрия, считалось, что радиус коллапса в динамическом режиме в два раза меньше, чем в статическом. В ⁵⁹ это отличие в соответствии с ⁵⁶ бралось меньшим. Кроме того, ЦМД в пластинках ортоферритов имеют эллиптическую форму, возникающую из-за наличия анизотропии в базисной плоскости. Поэтому в ^{58,59} за начальный радиус ЦМД бралось среднее полуосей эллипса. В силу отмеченных выше причин точность методики коллапса в применении к ортоферритам не слишком высока.

Значительно более точными для исследований динамики ДГ ортоферритов были магнитооптические методики регистрации времени пробега ДГ заданного расстояния. Впервые такая методика с использованием эффекта Керра применялась к металлическим ферромагнитным пленкам ⁶⁰. В работах ⁶¹⁻⁶⁴ для исследования динамики ДГ в ортоферритах использовался магнитооптический метод регистрации времени прохождения границей заданного расстояния. Он является магнитооптическим аналогом метода Сикстуса —

Тонкса и может быть применим к любым прозрачным магнетикам, обладающим значительным вращением плоскости поляризации. Схема метода объясняется рис. 9. Луч работающего в непрерывном режиме лазера на He — Ne с помощью двулучепреломляющей пластинки из CaCO_3 разделялся на два, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Оба луча фокусировались на поверхность пластинки ортоферрита, вырезанной либо перпендикулярно оптической оси⁶¹⁻⁶³, либо оси $[001]$ ⁶⁴. С помощью градиентного магнитного поля, перпендикулярного поверхности образца, в исследуемой пластинке получалась двухдоменная структура с единственной ДГ. Для

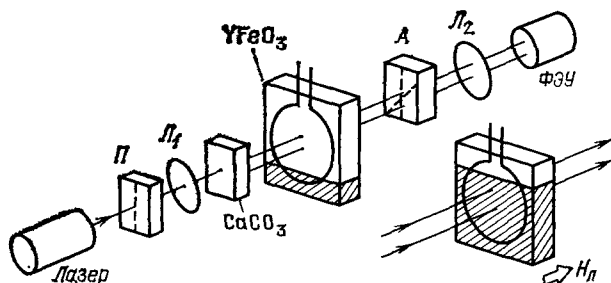


Рис. 9. Схема эксперимента по измерению скорости доменной границы в ортоферритах магнитооптическим методом регистрации времени прохождения заданного расстояния^{61б}.

П — поляризатор, А — анализатор, L_1 , L_2 — линзы

пластинок ортоферритов, перпендикулярных оптической оси и обладающих исходной полосовой доменной структурой (см. рис. 6), одиночная ДГ промежуточного типа, направленная перпендикулярно оси и поверхности пластинки, получалась в магнитном поле с градиентом 300 Э/см (рис. 10). В пластинках, перпендикулярных оси $[001]$, с помощью градиентного магнитного поля $(1 - 2) \cdot 10^3$ Э/см можно было получить двухдоменную конфигурацию с единственной границей Блоха или Нееля⁸². Наблюдаемая ширина ДГ была

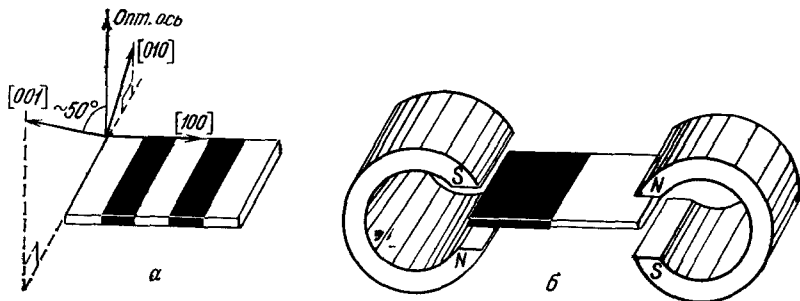


Рис. 10. Стрип-структура (а)⁴ и схема получения одиночной доменной границы в пластинке ортоферрита, вырезанной перпендикулярно оптической оси (б)^{61б}

порядка 1 мкм⁶², что существенно больше ее расчетного значения. Вероятно, это результат наклона ДГ к поверхности образца и дифракционных эффектов. С помощью фотоэлектронного умножителя на экране стробоскопического осциллографа или на ленте самописца регистрировались два импульса, соответствующие моментам пересечений двух световых пятен движущейся ДГ. Зная расстояние между световыми пятнами на образце и определив временную задержку между двумя указанными импульсами, можно было найти скорость стационарного движения ДГ. Использовались прямоугольные пластинки ортоферритов толщиной около 100 мкм и поперечных размеров 3×3 мм². Катушки диаметром 0,5—2 мм, создающие импульсное магнитное поле до 5 кЭ, приклеивались на хорошо химически отполированные боковые поверхности пластинки далеко от ее краев (непосредственно либо через тонкое стекло). Это позволяло существенно увеличить область рабочих магнитных полей для исследования динамики ДГ по сравнению с использованными

ми в методе Сикстуса — Тонкса⁵³. В последнем область исследований была ограничена импульсным полем ~ 160 Э, так как в больших полях на краях бруска ортоферрита начали возникать новые домены, что приводило к неоднозначности определения скорости ДГ.

Значительно более универсальным является метод высокоскоростной фотографии, который также основан на эффекте Фарадея и применим для прозрачных магнетиков. Этот метод позволяет регистрировать динамическую доменную структуру на фотопленку или магнитную пленку видеоманитофона. Однократное освещение образца ферромагнетика с доменной структурой осуществляется короткими световыми импульсами от лазеров различных типов: на алюмо-иттриевом гранате с неодимом⁶⁵, на красителях, накачиваемых импульсным лазером на азоте⁶⁶, а также от газовых лазеров с синхронизацией мод⁶⁷. Для исследования ДГ в ферромагнетиках обычно использовались импульсы света длительностью около 10 нс. Этой длительности было вполне достаточно для исследований динамики ДГ и ЦМД в пленках ферритов-гранатов, где скорости движения ДГ и ЦМД не превышают нескольких десятков или в отдельных случаях сотен метров в секунду. Если движение ДГ стационарно, то, изменяя временную задержку между началом импульса магнитного поля и импульсом света, можно получить последовательность фотографий динамической доменной структуры и найти из нее скорость движения ДГ. Поскольку эффект Фарадея в пленках ферритов-гранатов невелик, для увеличения контраста динамической доменной структуры необходимо использовать усилители яркости изображения⁶⁷⁻⁶⁹. В ряде случаев для исследования динамики ДГ ЦМД в пленках ферритов-гранатов использовались временные развертки изображения ЦМД^{69,70}.

Если света было недостаточно для получения изображения динамической доменной структуры при одноразовой экспозиции, то при стационарном движении ДГ использовалась стробоскопическая методика. Такая методика применялась, в частности, для определения подвижности ДГ ортоферритов⁷¹ и для определения скорости ДГ в пластинках ортоферритов, перпендикулярных оси [001]⁷². В этой работе для получения одной фотографии динамической доменной структуры необходимы были выдержки от нескольких десятков минут до часов. Столь большая экспозиция была следствием двух причин. Первая — малая мощность используемого полупроводникового лазера; вторая — сильное влияние кристаллического двулучепреломления на эффект Фарадея, описанное в разделе в) гл. 1 и приводящее к тому, что угол поворота большой оси результирующего эллипса на выходе из пластинки указанной ориентации не превышает $1 \div 2^\circ$. Описанная выше методика измерения времени пробега ДГ заданного расстояния между двумя световыми пятнами также является стробоскопической.

Для высокоскоростной фотографии динамики ДГ в ортоферритах, где скорости движения ДГ существенно выше, чем в ферритах-гранатах, необходимы более короткие световые импульсы. К настоящему времени такие исследования проведены с использованием импульсов света длительностью 10 нс⁷³, 6 нс^{74,75} и 1 нс^{76,77}.

В этих работах исследовалась динамика ДГ в пластинках ортоферрита иттрия, вырезанных перпендикулярно оптической оси, где эффект Фарадея пропорционален толщине и на длине волны 0,63 мкм составляет 2900 град/см. Это обеспечивает очень высокий оптический контраст динамической доменной структуры и позволяет получить фотографию этой структуры при одноразовой засветке исследуемого образца. В работах^{76,77} использовался импульс света длительностью 1 нс от лазера на красителе оксазине, накачиваемого импульсным лазером с поперечным разрядом на азоте⁷⁸. Луч красного света лазера на красителе с помощью зеркал делился на два (рис. 11)⁷⁷. Во второй луч с помощью дополнительных зеркал вводилась регулируемая задержка, величину которой можно было менять от 3 до 30 нс, изменяя расстояние между дополнительными зеркалами. Каждый световой луч проходил через

отдельный поляризатор, а затем фокусировался на исследуемый образец. Соответствующим выбором направлений поляризации в двух лучах можно было обеспечить противоположные контрасты динамических доменных структур, получаемых с помощью каждого из двух лучей. Это давало возможность

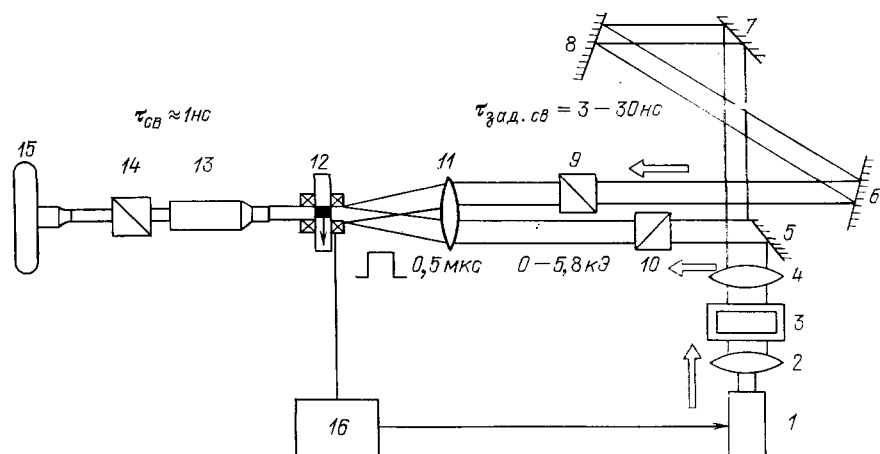


Рис. 11. Схема экспериментальной установки для двухразовой высокоскоростной фотографии динамики доменных границ.

1 — лазер; 2, 4, 11 — линзы; 3 — кювета с красителем; 5 — 8 — зеркала; 9, 10, 14 — поляризаторы; 12 — пластинка ортоферрита; 13 — микроскоп; 15 — фотокамера; 16 — блок импульсных генераторов.

зарегистрировать на одной фотографии от одного светового импульса лазера на красителе две динамические доменные структуры в процессе одного прохода ДГ по исследуемому образцу. Область образца, проходимую ДГ за время задержки между двумя импульсами света, можно было зафиксировать в виде

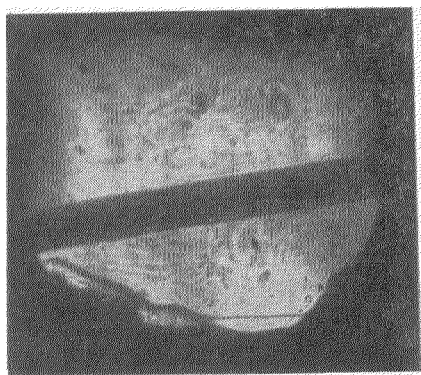


Рис. 12. Фотография двух динамических доменных структур в YFeO_3 в процессе одного прохода доменной границы по образцу.

Затемненная полоса — участок образца, проходимый доменной границей за время задержки между двумя световыми импульсами

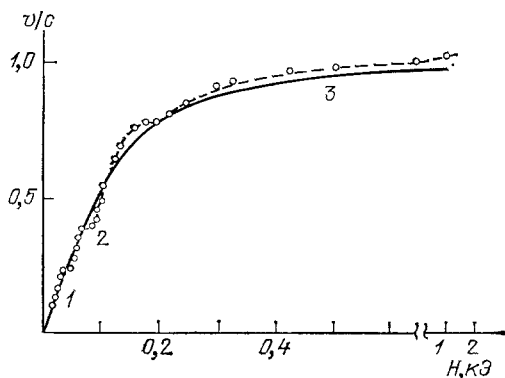


Рис. 13. Типичная зависимость отношения скорости доменной границы к предельной скорости от магнитного поля.

1 — 3 — наиболее характерные участки на зависимости $v(H)/c$: 1 — область линейной динамики, 2 — область магнитоупругих аномалий, 3 — область насыщения скорости. Сплошной линией показана теоретическая зависимость

очень контрастной темной или светлой полосы непосредственно на фотопленку высокой чувствительности без применения усилителя яркости. Пример полученных таким образом фотографий двух положений динамической доменной структуры в ортоферрите иттрия представлен на рис. 12.

Типичная зависимость $v(H)$, полученная в широком интервале магнитных полей указанными выше методами, приведена на рис. 13. Обращают

на себя внимание следующие закономерности: наличие линейного участка $v = \mu H$ в области малых полей, резкие аномалии типа «полочек» при избранных значениях скорости и «насыщение» скорости в больших полях. Последовательно обсудим эти особенности.

в

б) Подвижность ДГ

На линейном участке кривой $v(H)$ характеристикой динамических свойств ДГ является подвижность μ , определяемая формулой

$$\mu = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{v(H)}{H}. \quad (2.1)$$

Для исследования подвижности ДГ ортоферритов используются практически все описанные выше методики. В работах Россола ^{71,79} для исследования подвижности ДГ в ортоферритах применялась стробоскопическая методика, основанная на использовании эффекта Фарадея. Экспериментально определялись частотные зависимости амплитуды смещения ДГ из положения равновесия под действием высокочастотного поля с частотой до 10^7 Гц. Было показано, что эта зависимость имеет релаксационный характер, т. е. в использованном интервале частот инерция ДГ несущественна. Из релаксационных частот были определены подвижности ДГ ортоферритов $YFeO_3$, $TmFeO_3$, $EuFeO_3$, $LuFeO_3$, $HoFeO_3$, $ErFeO_3$ в широких интервалах температур ⁷¹. В ⁷⁹ было показано, что подвижность ДГ в $YFeO_3$ сильно зависит от температуры и изменяется от $6 \cdot 10^3$ см/с·Э при 300 К до $5 \cdot 10^4$ см/с·Э при 77 К (рис. 14). Следует обратить внимание на рекордно высокую подвижность ДГ в $YFeO_3$ при 77 К. При более низких температурах подвижность ДГ ортоферритов прямо не исследовалась. Косвенные данные о ней могут быть получены из данных по ядерному магнитному резонансу ⁸⁰.

Отметим следующее существенное обстоятельство. Указанные выше результаты были получены в образце $YFeO_3$, приготовленном с особой тщательностью, таким образом, чтобы свести к минимуму влияние шероховатости поверхности и примесей в кристалле на подвижность ДГ. Окончательная механическая полировка образца сочеталась с химической. Коэрцитивная сила в полученном таким образом образце, названном в работе Россола образцом А, составляла 0,1 Э. В другом образце (образце В), полученном таким же способом, подвижность росла с понижением температуры до 110 К, а затем начинала медленно уменьшаться. В образце С, подвергнутом более грубой механической полировке и последующему отжигу, резкое падение подвижности началось уже при 140 К. Таким образом, значение подвижности ДГ и особенно зависимость подвижности от температуры существенно определяется качеством образца. Причины падения подвижности в образцах В и С окончательно не ясны. Вероятнее всего, это связано с присутствием

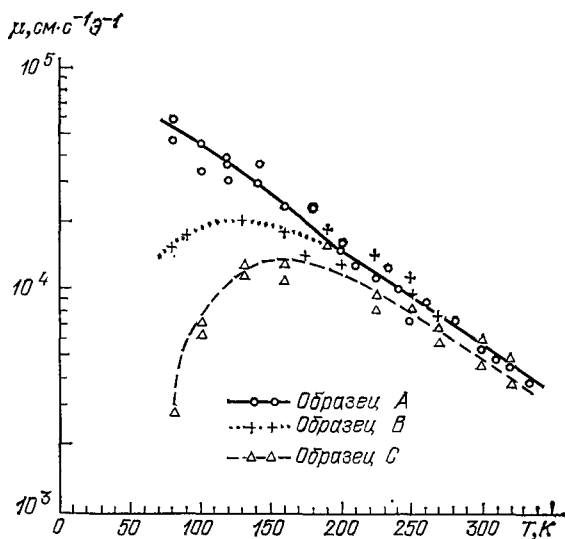


Рис. 14. Подвижность доменной границы в $YFeO_3$ в зависимости от температуры ⁷⁹

в решетке ортоферритов ионов Fe^{4+} и Fe^{2+} , редкоземельных ионов или с дефектами кристаллов. Следует ожидать, что более качественный образец А демонстрирует закономерности релаксации ДГ за счет внутренних процессов (взаимодействие с тепловыми квазичастицами), в то время как в образцах В и С основным являлось взаимодействие с дефектами и примесями.

Хуанг⁸¹, по-видимому, первым обратил внимание на то, что температурная зависимость подвижности ДГ в YFeO_3 образца А работы Россела⁷⁹ пропорциональна $1/T^2$, и первым связал этот факт с четырехмагнетонным процессом релаксации. В своем рассмотрении он считал ортоферрит ферромагнетиком, не учитывая его подрешеточной структуры. Полученное в⁸¹ хорошее

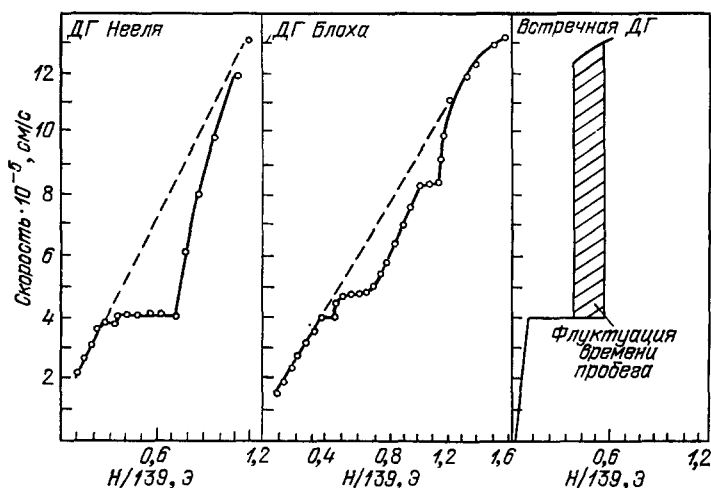


Рис. 15. Зависимости скорости доменных границ различных типов в YFeO_3 от магнитного поля, полученные методом Сикстуса — Тонкса⁵³

соответствие экспериментальных и вычисленных теоретически подвижностей ДГ в YFeO_3 для образца А работы Россела представляется случайным. Современные теоретические представления о подвижности ДГ в ортоферритах мы изложим ниже (см. раздел в) гл. 3).

Анизотропия подвижности ДГ в ортоферрите иттрия исследовалась Шумейтом⁸², а также Тсангом, Р. Л. Уайтом и Р. М. Уайтом⁵¹⁻⁵³. В последних работах с этой целью использовался метод Сикстуса — Тонкса. На рис. 15, взятom из работы⁵³, представлены зависимости скорости движения ДГ Блоха, Нееля и встречной от магнитного поля при комнатной температуре. Из начальных участков зависимостей $v(H)$ в⁵² были определены подвижности ДГ Блоха и Нееля в интервале температур 250—600 К. Эти данные дополняют и согласуются с более ранними данными Россела⁷⁹. При комнатной температуре $\mu_B = 6,16 \cdot 10^3$ см/с·Э, $\mu_N = 5,8 \cdot 10^3$ см/с·Э. Они немного выше, чем в работе Шумейта⁸², но отношение $\mu_B/\mu_N = 1,06$ является тем же и согласуется с теоретическими расчетами, основанными на феноменологическом учете релаксации (Розенцвейг⁸³, Джорджи и Хатедорн⁸⁴).

в) Магнитоупругие аномалии

С ростом магнитного поля динамика ДГ ортоферритов становится существенно нелинейной. Из рис. 15 видно, что на линейной зависимости $v(H)$ для всех исследованных в⁵³ ДГ YFeO_3 имеются довольно широкие области постоянства скорости (полочки). Для ДГ Нееля такая полочка имеет место при скорости 4 км/с. На зависимости $v(H)$ для ДГ Блоха отчетливо видны особенности при скоростях 4 и 8 км/с. При дальнейшем росте H скорости ДГ Блоха и Нееля растут до 13 км/с без видимого насыщения.

Аналогичные нелинейности на зависимости $v(H)$ для ДГ ортоферритов наблюдались также методом коллапса ЦМД⁵⁹, методом регистрации времени пробега ДГ заданного расстояния⁶¹, методом высокоскоростной однократной⁷⁴ и двукратной^{76,77} фотографии. Зависимость скорости движения ДГ от магнитного поля в пластинке YFeO_3 , вырезанной перпендикулярно оси [001], полученная методом коллапса⁵⁹, представлена на рис. 16. Поля смещения H_b были равны 22,3 и 23,7 Э. На зависимости $v(H)$ авторы⁵⁹ отметили очень слабую особенность при скорости ДГ 4,8 км/с, а более явные при скорости 7 и 14 км/с. Насыщения скорости движения ДГ в магнитном поле до 370 Э не наблюдались, максимальная скорость ДГ составляла 25 км/с. Попытки связать особенности зависимости $v(H)$ в ортоферрите иттрия при скоростях 4 и 7 км/с с уокеровской предельной скоростью при учете их орторомбической магнитной анизотропии оказались несостоятельными⁸⁵. В работах^{51,52} было показано, что указанные выше величины скоростей ДГ соответствуют скоростям продольного и поперечного звука в ортоферрите иттрия. Следует подчеркнуть, что слабые ферромагнетики-ортоферриты стали первыми магнитоупорядоченными веществами, в которых скорости движения ДГ достигли и превзошли скорость звука.

В пользу предложенной в⁵¹ интерпретации особенностей на зависимости $v(H)$ при 4,3 и 7 км/с в YFeO_3 свидетельствуют и экспериментальные результаты в TmFeO_3 ^{61,64}. В этих работах, где исследовалась динамика ДГ промежуточного типа, на зависимости $v(H)$ были обнаружены аналогичные особенности при $v = 3,3$ и 6,2 км/с, которые близки к скоростям поперечного и продольного звука в этом ортоферрите⁸⁶. В образцах YFeO_3 толщиной от 100 мкм до 2 мм указанные интервалы составляют несколько десятков эрстед для всех типов исследованных ДГ. В более тонких образцах наблюдается существенное увеличение интервалов постоянства скорости⁷⁶. Для ДГ Блоха в образце YFeO_3 толщиной 25 мкм, вырезанном перпендикулярно оси [001], интервал ΔH_t еле заметен, а ΔH_l составляет 500 Э. Для ДГ Нееля $\Delta H_t = 250$ Э, т. е. $\Delta H_t \sim \Delta H_l$ (см. ниже, рис. 22). Как мы покажем ниже в гл. 4, эти особенности связаны с черенковским излучением фононов при движении ДГ. Это излучение наиболее интенсивно, когда скорость ДГ близка к s_t или s_l , где $s_{l,t}$ — скорости продольного или поперечного звука. Из теории следует оценка для ширины интервалов ΔH_t и ΔH_l . В частности, можно показать, что для ДГ Блоха $\Delta H_t \ll \Delta H_l$. Это подтверждается описанным экспериментом⁷⁶. Отметим, что в целом наблюдается хорошее качественное согласие экспериментальных и теоретических результатов по магнитоупругим аномалиям в ортоферритах. Для сравнения необходимы дополнительные исследования. В частности, в выражения входит коэффициент затухания звука η , который определен экспериментально лишь для ErFeO_3 ⁸⁷. Это затрудняет количественное сравнение теории с экспериментом.

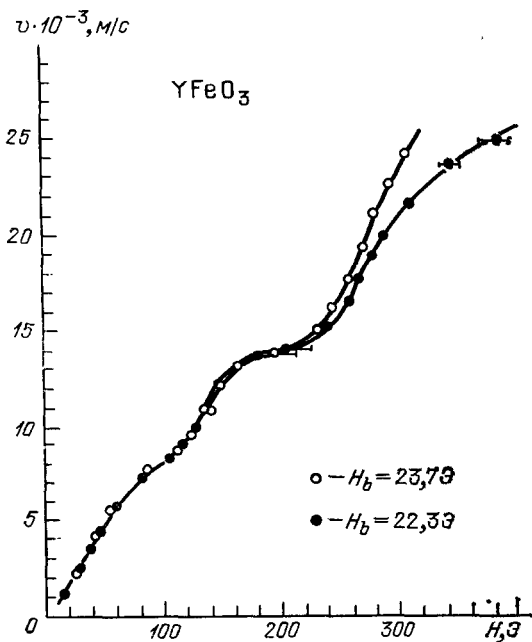


Рис. 16. Зависимость скорости доменной границы YFeO_3 от магнитного поля, полученная методом коллапса ЦМД⁵⁹

г) Пределная скорость

Значительно более точным, чем метод коллапса и метод Сикстуса — Тонкса, для исследования скорости движения ДГ в СФМ оказался метод регистрации времени пробега ДГ заданного расстояния между двумя световыми пятнами. Исследованиям скорости ДГ промежуточного типа в пластинках ортоферритов, вырезанных перпендикулярно оптической оси, посвящены работы ⁶¹⁻⁶⁴. На рис. 17 представлена зависимость скорости движения ДГ в YFeO_3 при 300 К, взятая из работы ⁶². В магнитных полях от 20 до 300 Э

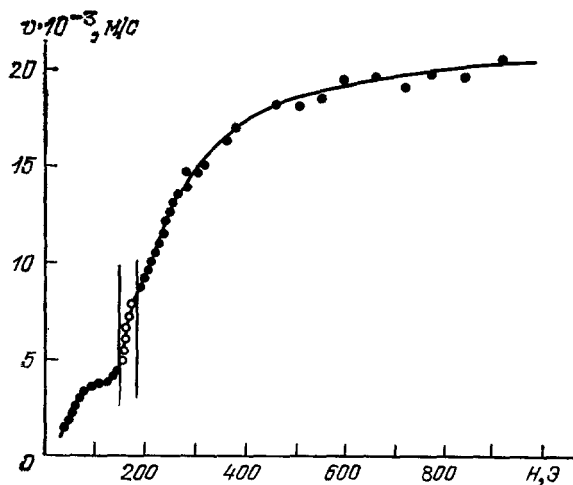


Рис. 17. Зависимость скорости доменной границы промежуточного типа в YFeO_3 от магнитного поля, полученная методом измерения времени пробега ДГ заданного расстояния между двумя световыми пятнами ⁶²

зависимость $v(H)$ соответствует результатам более ранних работ, приведенным на рис. 15, 16. Однако из сравнения указанных рисунков с рис. 17 видно и существенное отличие. В магнитном поле 600 Э скорость ДГ достигает 20 км/с и далее скорость не изменяется с ростом импульсного поля до 1000 Э. Указанная скорость имеет смысл предельной скорости ДГ в ортоферрите. Таким образом, примененная в ^{61,62} методика впервые позволила экспериментально обнаружить предельную скорость ДГ ортоферрита.

В работах ^{62,88} на основании анализа асимптотик намагниченности в ДГ было показано, что предельная скорость ДГ в ортоферрите совпадает с c — фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке спектра. Эта скорость в основном приближении зависит только от обменных констант ортоферрита. При записи через введенные выше константы α и δ (см. формулу (1.6)) скорость c определяется формулой

$$c = \frac{1}{2} g M_0 \sqrt{\alpha \delta}. \quad (2.2)$$

Ее удобно переписать через щель в спектре нижней ветви магнонов ω_1 и толщину ДГ x_0 : $c = \omega_1 x_0$ ⁶². Для оценки c по порядку величины можно воспользоваться формулой $c \sim akT_N/\hbar$.

Линейному участку спектра отвечает большой интервал значений волнового вектора k : $x_0^{-1} \ll k \ll a^{-1}$ (см. рис. 18, взятый из работы ⁵³⁶, и гл. 3).

Значение c , как определенное по известному спектру магнонов (см. рис. 18), так и рассчитанное по формуле (2.2), хорошо совпадает с измеренной экспериментально величиной предельной скорости ДГ. Действительно, полагая $g = 1,76 \cdot 10^7$ (Э·с)⁻¹, $H_E = \delta M_0/2 = 6,4 \cdot 10^6$ Э, $A = \alpha M_0^2/2 = 4,4 \times 10^{-7}$ эрг/см, получим для c значение $2 \cdot 10^6$ см/с в хорошем согласии с экспериментом.

Отметим два важных обстоятельства. Во-первых, скорость спиновых волн в ортоферритах весьма слабо зависит от направления распространения

(см. рис. 18). Экспериментальный анализ^{64,75} продемонстрировал весьма точную изотропию значений предельных скоростей ДГ: скорости ДГ Блоха и Нееля в YFeO_3 практически не отличаются. Во-вторых, в предельную скорость ДГ входят только обменные константы α и δ и не входят константы анизотропии (в отличие от уокеровской предельной скорости для ДГ в ферромагнетиках). Значение обменных констант для разных ортоферритов близки, следовательно, близкими должны быть и значения предельных скоростей. Кроме того, обменные константы ортоферритов при понижении температуры от комнатной до азотной слабо зависят от температуры. Предельная скорость ДГ промежуточного типа в TmFeO_3 при температуре 178 К имеет то же значение, что в YFeO_3 при комнатных и азотных температурах.

Все эти обстоятельства дополнительно к совпадению численных значений фазовой скорости магнонов и предельной скорости ДГ свидетельствуют о правильности теоретической концепции предельной скорости ДГ в СФМ.

Строгое теоретическое обоснование предельной скорости движения ДГ в ортоферритах и теория вынужденного движения были даны в работах⁸⁹⁻⁹¹ и описаны в гл. 3 данного обзора.

д) Динамика ДГ в борате железа

Длительное время основным объектом исследования нелинейной динамики ДГ были ортоферриты. Представляет интерес изучение динамических

свойств ДГ в других слабых ферромагнетиках, отличающихся от ортоферритов магнитной структурой, симметрией или типом магнитной анизотропии.

Перспективным объектом для таких исследований является борат железа FeBO_3 — легкоплоскостной слабый ферромагнетик с симметрией D_{3d}^6 . Существующие методики позволяют получить качественные монокристаллы FeBO_3 , прозрачные в оптическом диапазоне, создавать и исследовать в этих кристаллах уединенные ДГ.

Динамика ДГ в FeBO_3 была исследована методом вынужденных нелинейных колебаний в работах⁹².

В этих работах на зависимости $v(H)$ наблюдались аномалии на скоростях 0,5 и 3,6 км/с с дальнейшим ростом скорости. Аномалии на скоростях звука и предельную скорость обнаружить не удалось.

Недавно динамика ДГ в монокристаллах FeBO_3 была исследована методом стробирования⁹³. Зависимость $v(H)$ при 290 К приведена на рис. 19.

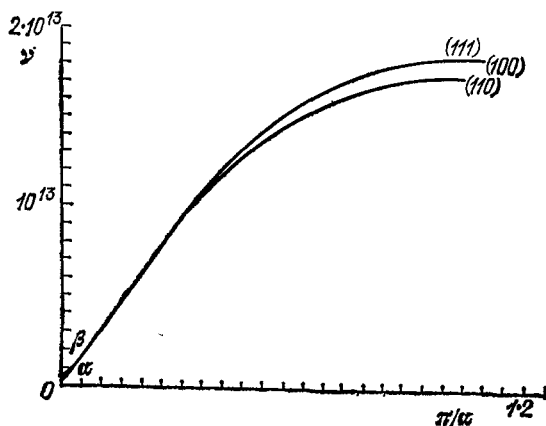


Рис. 18. Спектр магнонов YFeO_3 , вычисленный по известным значениям обменных интегралов в пределах зоны Бриллюэна^{53б}.

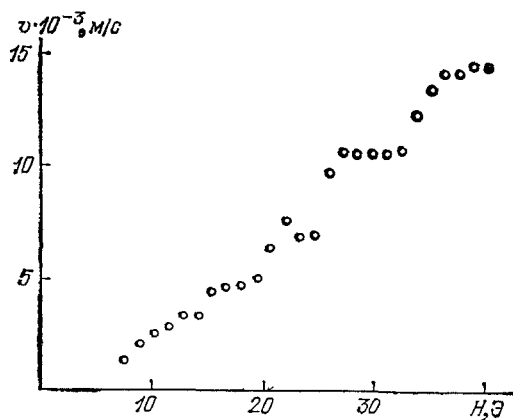


Рис. 19. Зависимость скорости 180-градусной доменной границы в FeBO_3 от магнитного поля⁹³.

Как видно из рисунка, подвижность ДГ составляет $5 \cdot 10^4$ см/с·Э, что существенно больше, чем при этой же температуре в YFeO_3 . На этом же рисунке отчетливо видны области постоянства скорости ДГ при 4,6; 7,0 и 10,5 км/с, соответствующие скоростям двух поперечных и продольного звуков⁹⁴. Ширины полощек невелики (порядка 3 Э), возможно, поэтому они не были замечены в⁹³. Впервые обнаружена предельная скорость ДГ в FeVO_3 , равная 14,2 км/с. Величина предельной скорости ДГ соответствует скорости спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии⁹⁴.

В соответствии с теорией^{88,31} предельная скорость ДГ во всех антиферромагнетиках или слабых ферромагнетиках с четной главной осью *) совпадает с величиной c .

В соответствии с экспериментом⁹³ основные свойства движущихся ДГ одинаковы для существенно отличающихся СФМ: ромбических ортоферритов с сильной анизотропией в базисной плоскости и легкоплоскостного FeVO_3 . Это согласуется с существующей теорией и позволяет сделать вывод о единстве закономерностей нелинейной динамики ДГ в СФМ.

Необходимо отметить, что предельные скорости в СФМ (20 км/с в ортоферритах и 14,2 км/с в борате железа) являются максимальными достигнутыми к настоящему времени скоростями ДГ в магнитоупорядоченных веществах. Предельные скорости такого порядка величины должны реализоваться и в других СФМ с высокой температурой Нееля. Очень хорошее соответствие экспериментально наблюдаемой величины предельной скорости ДГ с теоретическим результатом свидетельствует об адекватности предложенного математического описания динамики ДГ в СФМ⁸⁸⁻⁹¹. Причина такой адекватности лежит в стабильности динамической структуры ДГ СФМ вплоть до предельных скоростей.

В ферритах-гранатах для объяснения скоростей насыщения, составляющих десятки метров в секунду, приходится пользоваться эмпирическим соотношением¹². Отличие предельных скоростей движения ДГ в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов от уокеровской предельной скорости вызвано, как мы уже отмечали, существенным усложнением структуры движущейся ДГ. Физически это обусловлено тем фактом, что существенная перестройка структуры ДГ в ферромагнетиках происходит в полях порядка поля анизотропии H_A , причем в этих материалах поля анизотропии и размагничивания сравнимы. В СФМ ситуация иная: поворот вектора намагниченности происходит в магнитных полях порядка $\sqrt{H_E H_A}$ ^{16,17,25}, т. е. в существенно более сильных полях, чем магнитостатические. Этот факт в сочетании с высокими подвижностями ДГ в СФМ сильно расширяет диапазон импульсных магнитных полей, в которых можно проводить экспериментальные исследования нелинейной динамики ДГ.

3. ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Рассмотрим динамику намагниченности СФМ в модели двух подрешеток. Динамика магнетика описывается на основе системы уравнений Ландау — Лифшица⁴ для \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Как показано в работах³¹, в естественном предположении $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ эту систему удается свести к одному уравнению для единичного (нормированного) вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} .

а) Э ф ф е к т и в н ы е у р а в н е н и я

Динамическое уравнение для вектора \mathbf{l} позволяет единым образом описывать как спиновые волны в АФМ, так и существенно нелинейные задачи, в частности, движение ДГ. Отметим, что уравнение для вектора \mathbf{l} детально

*) Как показано недавно в работе¹²³, предельная скорость ДГ в СФМ с нечетной главной осью может определяться релятивистскими взаимодействиями и существенно отличаться от c .

анализировалось и в связи с общей проблемой низкочастотной динамики многоподрешеточных АФМ с некопланарной ориентацией магнитных моментов⁹⁵.

В отсутствие внешнего магнитного поля уравнение движения для вектора \mathbf{l} имеет вид^{31, 95}

$$\left[\mathbf{l}, \left(c^2 \Delta \mathbf{l} - \frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} - \chi_{\perp}^{-1} (g M_0)^2 \frac{\partial w_a}{\partial \mathbf{l}} \right) \right] = 0, \quad (3.1)$$

где $\chi_{\perp} = 4/\delta$ — поперечная относительно равновесной ориентации вектора \mathbf{l} компонента магнитной восприимчивости, w_a — эффективная энергия магнитной анизотропии, c определяется формулой (2.2).

Большой множитель $1/\chi_{\perp}$ перед энергией анизотропии в формуле (3.1) описывает обменное усиление магнитной анизотропии АФМ или СФМ.

Намагниченность СФМ определяется формулой

$$m = \frac{1}{\delta} [\mathbf{dl}] + \frac{2}{\delta} (\mathbf{h} - \mathbf{l}(\mathbf{hl})) + \frac{2}{g\delta M_0} \left[\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t}, \mathbf{l} \right]. \quad (3.2)$$

Первые два слагаемых в этой формуле существуют и в статическом случае (см. формулу (1.5)). Последнее слагаемое связано с возникновением дополнительной неколлинеарности намагниченностей подрешеток, возникающей за счет их прецессии. Это слагаемое приводит к существенному различию динамики намагниченности в ферромагнетике и СФМ.

Отметим, что уравнение движения (3.1) при $\hbar \neq 0$ является «лоренц-инвариантным» в том смысле, что производные по времени и координатам входят в него в виде комбинации $c^2 \Delta - \partial^2/\partial t^2$. Это дает возможность получать решение, соответствующее равномерно движущейся ДГ, из известного решения для покоящейся ДГ простым преобразованием Лоренца.

Ряд эффектов в динамике ДГ определяется их взаимодействием с элементарными возбуждениями магнетика, прежде всего со спиновыми волнами (магнонами). Нетрудно убедиться, что уравнения (3.1) описывает две ветви спиновых волн. Для этого следует рассмотреть такое основное состояние, когда вектор \mathbf{l} ориентирован вдоль оси a . Малым колебаниям \mathbf{l} относительно этого состояния, как это следует из линеаризованного уравнения (3.1), соответствуют линейно поляризованные вдоль осей b и c волны с законом дисперсии^{16, 17, 96}

$$\omega_1^2(k) = \omega_1^2 + c^2 k^2, \quad \omega_2^2(k) = \omega_2^2 + c^2 k^2, \quad (3.3)$$

где k — волновой вектор, и величины

$$\omega_1 = \frac{1}{2} g M_0 \sqrt{\delta \beta_1}, \quad \omega_2 = \frac{1}{2} g M_0 \sqrt{\delta \beta_2} \quad (3.4)$$

имеют смысл активации магнонов. Величина c , как легко видеть из (3.3), имеет физический смысл фазовой скорости спиновых волн на линейном участке спектра. Легко убедиться также, что c совпадает с минимальной фазовой скоростью волн с законом дисперсии (3.3).

Формулы (3.3), как и уравнение (3.1), получены в длинноволновом приближении и справедливы только при $\lambda \gg a$, где λ — характерный размер неоднородности. Так как $\sqrt{\alpha/\beta} = x_0 \gg a$, то спектром (3.3) можно пользоваться в широком интервале волновых векторов, $k \ll 1/a$. При $k \gg 1/x_0$, $\omega_{1,2} = ck$.

При $k \sim 1/a$ начинает проявляться зонный характер спектра магнонов, в этой области длинноволновым приближением пользоваться нельзя (см. рис. 18 в гл. 2).

Значения активационных частот ω_1 и ω_2 для ряда антиферромагнетиков и СФМ измерялись с использованием антиферромагнитного резонанса⁹⁸ и помощью рассеяния света⁹⁹. Для ортоферритов ω_1 и ω_2 обычно близки

к $11\text{--}13\text{ см}^{-1}$ и $15\text{--}20\text{ см}^{-1}$ соответственно ¹⁰⁰ (напомним, что 1 см^{-1} отвечает 30 ГГц).

При наличии ДГ в СФМ возникают две дополнительные ветви магнонов, локализованные вблизи ДГ (поверхностные магноны (ПМ)). Законы дисперсии ПМ можно записать в виде ^{53б}

$$\omega_1(k_\perp) = c |k_\perp|, \quad \omega_2(k_\perp) = \sqrt{\omega_s^2 - \omega_1^2 + c^2 k_\perp^2}, \quad (3.5)$$

где k_\perp — волновой вектор в плоскости ДГ. Поверхностные магноны с безактивационным законом дисперсии $\omega_1(k_\perp)$ описывают изгибные колебания ДГ. При записи (3.5) предполагается, что $\beta_2 > \beta_1$, т. е. в границе энергетически выгоден разворот в плоскости ac . Волне $\omega_2(k_\perp)$ отвечает взаимное колебание M_1 и M_2 в ДГ смещения без ДГ как целого. Поглощение СВЧ-поля, связанное с возбуждением этой ветви магнонов, наблюдалось в образцах ортоферритов с доменной структурой ¹⁰¹. В движущейся ДГ энергии поверхностных магнонов в силу лоренц-инвариантности определяются формулой

$$\omega_{1,2}(k_\perp, v) = \frac{\omega_{1,2}(k_\perp)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (3.6)$$

б) Структура движущейся ДГ

В гл. 1 мы описали структуры статических ДГ различных типов (ac -и ab -границы, стенки Блоха, Нееля и т. д.). Для получения формул, описывающих движущиеся ДГ, достаточно воспользоваться преобразованием Лоренца. Распределения угла θ и намагниченности m в ДГ могут быть найдены с помощью формул (1.10) и (3.2). В итоге для границы ac -типа получим

$$\begin{aligned} l_x &= \text{th} \frac{\xi - vt}{x_{01}(v)}, \quad l_y = 0, \quad l_z = \frac{1}{\text{ch}[(\xi - vt)/x_{01}(v)]}, \\ m_x &= -\frac{d/\delta}{\text{ch}[(\xi - vt)/x_{01}(v)]}, \quad m_y = \frac{2v/g\delta M_0 x_{01}(v)}{\text{ch}[(\xi - vt)/x_{01}(v)]}, \\ m_z &= \frac{d}{\delta} \text{th} \frac{\xi - vt}{x_{01}(v)}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где

$$x_{01}(v) = x_{01} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

При движении, в отличие от неподвижного случая, намагниченность в этой границе выходит из плоскости ДГ, т. е. $m_y \propto (v/c) \neq 0$. Таким же свойством обладают ДГ в ферромагнетике, динамика которых определяется уравнением Ландау — Лифшица ^{12,14}.

В ДГ ab -типа намагниченность, как и при $v = 0$, все время параллельна оси c :

$$\begin{aligned} l_x &= \text{th} \frac{\xi - vt}{x_{02}(v)}, \quad l_y = \frac{1}{\text{ch}[(\xi - vt)/x_{02}(v)]}, \quad l_z = 0, \\ m_z &= \frac{d}{\delta} \text{th} \frac{\xi - vt}{x_{02}(v)} - \frac{2v}{g\delta M_0 x_{02}(v)} \frac{1}{\text{ch}[(\xi - vt)/x_{02}(v)]}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где

$$x_{02}(v) = x_{02} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Энергия ДГ обоих типов зависит от их скорости v или импульса p релятивистским образом ^{89,90}:

$$\sigma = \frac{\sigma^{(0)}}{\sqrt{1 - (v^2/c^2)}}, \quad \text{или} \quad \sigma = \sqrt{\sigma^2(0) + c^2 p^2},$$

где $\sigma_i(0) = 2M_0^2 \sqrt{\alpha\beta_i} = 2\alpha M_0^2/x_{0i}$ — энергия покоящихся ДГ на единицу площади границы²⁹.

Из полученных формул следует, что ДГ в СФМ не может двигаться со скоростью, большей чем c . Таким образом, фазовая скорость спиновых волн на линейном участке спектра определяет предельную скорость ДГ (этот результат был получен в работах^{62,88}). При приближении скорости границы к предельной толщина границы уменьшается как $\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$ ⁸⁸. Важно отметить, что этот вывод не зависит от характера анизотропии СФМ.

Такое лоренцевское сокращение толщины ДГ ставит вопрос о применимости формул (3.7) и (3.8) для описания ДГ при $v \rightarrow c$. Напомним, что при макроскопическом описании толщина ДГ должна быть много больше постоянной решетки, т. е.

$$x_0(v) \gg a, \quad \text{или} \quad 1 - \frac{v^2}{c^2} \gg \left(\frac{a}{x_0}\right)^2 = \frac{\beta a^2}{\alpha} \sim \frac{\beta}{\delta}. \quad (3.9)$$

Итак, формулы длинноволнового приближения адекватно описывают движущиеся ДГ везде, кроме узкого ($\sim (\beta/\delta) \sim 10^{-2}$) интервала скоростей вблизи предельной скорости границы c ⁸⁸. Решения, описывающие движение ДГ в рамках уравнения для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} без приближения $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ или $\alpha |\Delta \mathbf{l}| \ll \delta$, были получены в работах⁹¹. Отметим, однако, что условие длинноволнового приближения $|\Delta \mathbf{l}| \ll 1/a^2$ использовалось фактически в самой записи энергии магнетика (1.3). Строго говоря, в энергии содержатся также слагаемые порядка $\alpha a^2 (\Delta \mathbf{l})^2$, которые можно опустить только в длинноволновом приближении¹⁷. В указанном узком интервале скоростей, когда толщина ДГ сравнивается с постоянной решетки, вообще неприменимо описание границы в магнетике в терминах длинноволнового приближения для макроскопической плотности намагниченности, и нужно исходить из анализа обменного взаимодействия дискретной спиновой системы магнетика⁸⁸.

в) Скорость вынужденного движения

Предыдущее рассмотрение было проведено для идеализированного случая магнитоупорядоченной среды без учета диссипации. В этом случае ДГ может двигаться «по инерции» с любой скоростью, меньшей предельной скорости c , и целью исследования является вычисление структуры ДГ, движущейся с заданной скоростью.

Однако практически более важной является задача о вычислении скорости установившегося движения ДГ под действием «внешней силы» — как правило, внешнего магнитного поля H , снимающего эквивалентность состояний справа и слева от ДГ. Если релаксационные процессы в системе достаточно слабые, вычисление зависимости $v(H)$ можно производить на основе известных решений для бездиссипативной среды²⁷. Задача ставится так: если мы знаем распределение намагниченности в ДГ, мы можем вычислить зависимость силы динамического торможения, действующей на нее, от скорости, т. е. найти вид функции $F(v)$. Приравнявая эту силу «внешней силе», действующей на границу, найдем зависимость скорости ДГ от внешней силы. Применимость этого подхода связана со слабостью релаксации в магнетике и может быть оправдана неравенством $g(\Delta H) \ll \omega_0$, где (ΔH) — ширина линии магнитного резонанса, ω_0 — частота резонанса. Такое условие выполняется для большинства магнетиков.

Внешняя сила, действующая на единицу площади ДГ, равна разности энергий фаз «справа» и «слева» от нее и направлена в сторону более выгодной фазы. В простейшем случае, когда ДГ разделяет домены двух фаз со скачком намагниченности, равным ΔM , и одинаковыми энергиями в равном нулю поле, сила магнитного давления равна $P_H = H \Delta M$. Для ДГ в СФМ

выражение для P_H можно привести к виду

$$P_H = \frac{4M_0 d}{\delta} H. \quad (3.10)$$

При записи (3.10) мы считали, что внешнее поле H параллельно равновесному значению m .

Вычисление силы торможения $F(v)$ представляет собой значительно более сложную задачу (см. ¹⁰²⁻¹⁰⁵). Дело в том, что релаксационные явления в магнетиках требуют микроскопического рассмотрения и не всегда могут быть описаны феноменологическим образом. Учет релаксации часто проводят путем добавления релаксационных слагаемых в уравнения Ландау — Лифшица, или введением феноменологической диссипативной функции, зависящей от одной релаксационной константы. Значение этой константы берется, например, из опытов по магнитному резонансу.

При описании движения ДГ в магнетиках этот подход применим только качественно. Дело в том, что, во-первых, магнетик представляет собой среду с сильной пространственной и временной дисперсией, и даже при малых колебаниях намагниченности диссипация, определяющаяся мнимой частью магнитной восприимчивости, не может быть описана единой феноменологической константой (¹⁷, § 31). Во-вторых, связанные с ДГ отклонения намагниченности не малы и не определяются только линейной восприимчивостью. Наконец, существенный вклад в силу торможения ДГ вносят процессы черенковского излучения квазичастиц (например, фононов). Вклад этих процессов приводит к появлению резких пиков в зависимости $F(v)$ при значении скорости ДГ, близкой к фазовой скорости квазичастиц.

Вклад процессов излучения квазичастиц мы обсудим в гл. 4. Для описания же магнитного торможения мы будем пользоваться феноменологическим подходом, как наиболее простым и наглядным, учитывая пространственную дисперсию выбором диссипативной функции магнетика.

Следуя работе ¹⁰⁶, запишем диссипативную функцию магнетика в виде

$$Q = \frac{M_0}{2g} \int d\mathbf{r} \left[\lambda_r \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 + 3\lambda_e \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mathbf{l}, \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right)^2 \right]; \quad (3.11)$$

здесь введены релаксационные константы λ_r и λ_e , обусловленные соответственно релятивистским и обменным взаимодействиями. Оценка их соотношения есть

$$\lambda_e \sim a^2 \lambda_r \frac{\delta}{\beta}.$$

Диссипативная функция определяет скорость диссипации энергии системы. Используя соотношение $2Q = vF(v)$, можно вычислить силу торможения, действующую на единицу площади ДГ. Подставляя (3.7) или (3.8) в (3.11), получим для магнитной силы торможения

$$F(v) = -\frac{2vM_0}{gx_0} \left\{ \frac{\lambda_r}{[1-(v^2/c^2)]^{1/2}} + \frac{\lambda_e/x_0^2}{[1-(v^2/c^2)]^{3/2}} \right\}. \quad (3.12)$$

При малых значениях скорости $v \ll c$ эта формула переходит в обычную формулу для силы торможения движущейся ДГ (см. ²⁷), но с подстановкой эффективного значения $\lambda = [\lambda_r + (\lambda_e/x_0^2)]$. Из оценки λ_e/λ_r можно ожидать, что оба вклада в $F(v)$ имеют тот же порядок величины (в то время как в ширину линии однородного резонанса вносит вклад только λ_r). При увеличении скорости ДГ зависимость обоих слагаемых от скорости ДГ разная, т. е. в полной мере проявляется дисперсия магнетика.

Приравняв значение силы торможения (3.12) к значению магнитного давления (3.10) и выделяя зависимость $v(H)$, можно получить теоретическую кривую зависимости скорости границы v от внешнего поля H . При $\lambda_e < \lambda_r x_0^2$ эта процедура выполнима аналитически, для зависимости $v(H)$

легко получить

$$v = \frac{\mu H}{\sqrt{1 + (\mu H/c)^2}}, \quad \mu = \frac{2dgx_0}{\lambda_r \delta}, \quad (3.13)$$

где μ — подвижность ДГ. Зависимость $v(H)$ вида (3.13) была впервые получена в работах ^{89,90}.

Более детальный анализ экспериментальной зависимости $v(H)$ может дать возможность независимого определения констант λ_r и λ_e . Существенно, что в силу теоретических представлений обменная и релятивистская константы релаксации по-разному зависят от температуры ¹⁷. Таким образом, определение λ_r и λ_e из зависимости $v(H)$ представляет интерес не только для уточнения закономерностей торможения ДГ, но и для исследования общей картины релаксационных процессов в магнетиках.

Эксперименты по изучению движения ДГ в ортоферритах со скоростью, достигающей предельной, были впервые проведены в работах ^{61,62} и описаны выше в гл. 2. Зависимость $v(H)$, полученная в этих экспериментах, хорошо согласуется с формулой (3.13), что иллюстрируется приведенным выше на с. 430 рис. 13, взятым из работы ¹⁰⁷. На зависимости $v(H)$ наблюдаются отклонения от гладкой кривой, определяющейся формулой (3.13). Эти аномалии имеют вид полочек и обусловлены, как мы уже отмечали, черенковским излучением квазичастиц. Теория движения ДГ с учетом этого эффекта будет изложена ниже в гл. 4.

Несмотря на то, что феноменологическое описание релаксации дает неплохое согласие теории с экспериментом, существует ряд вопросов, на которые при этом подходе в принципе нельзя получить ответа. Например, представляет интерес вычисление релаксационных констант λ из первых принципов и сравнение их абсолютных величин и температурных зависимостей с экспериментом.

Вопрос о вычислении подвижности ДГ в ортоферритах ставился в 70-х годах рядом авторов (см. ^{81, 536}). Однако в этих работах фактически вычислялось время жизни магнонов с $k = 0$. Из этих данных вычислялась релаксационная константа $\lambda(T)$, которая на основе (3.13) использовалась для расчета μ . Хорошее согласие температурной зависимости μ с экспериментом при таком подходе представляется нам случайным в силу отмеченных выше обстоятельств (сильной дисперсии восприимчивости магнетиков и солитонного характера ДГ).

В работах ^{102,103} была предложена микроскопическая теория торможения ДГ в ферромагнетиках, последовательно учитывающая специфику задачи. Торможение рассматривается как следствие взаимодействия ДГ с термостатом магнонов. Разработанный метод может быть применен и для анализа торможения ДГ в СФМ. В работе ¹⁰⁵ на основе микроскопического подхода построена теория торможения ДГ в ортоферритах. Показано, что при комнатных температурах $\mu \propto 1/T^2$, что согласуется с экспериментом. При понижении температуры эта зависимость должна смениться на $\mu \propto 1/T$. При $T \ll \ll \hbar\omega_1 \sim 20\text{K}$ основной вклад в торможение должны вносить процессы рассеяния фононов на ДГ ¹⁰⁸ и взаимодействие ДГ с дефектами ¹⁰⁹, так как плотность магнонов n при этом мала, $n \propto \exp(-\hbar\omega_1/T)$.

Коэффициент в зависимости $\mu \propto 1/T^2$ при $T \ll \hbar\omega_1$ по порядку величины совпадает с экспериментальным ¹⁰⁵. Более точное количественное сравнение затруднительно, так как теоретическое значение подвижности ДГ существенно зависит от большого числа констант кристалла, в том числе тех, которые слабо влияют на статические и линейные высокочастотные свойства ортоферритов.

Нам представляется, что исследование подвижности ДГ для качественных монокристаллов в как можно более широком интервале температур представляет собой весьма актуальную задачу, так как позволяет выяснить закономерности взаимодействия магнонов с магнитным солитоном, описывающим ДГ.

4. ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КВАЗИЧАСТИЦ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

В первых экспериментах по изучению динамики ДГ в ортоферритах наблюдались аномалии в зависимости скорости движения границы от ведущего поля, описанные выше в гл. 2. Эти аномалии имели вид участков с малой дифференциальной подвижностью (полочек) при скорости границы, близкой к скорости звука (продольного или поперечного)^{52, 61}.

В последующих экспериментах было установлено, что такие же аномалии (полочки) наблюдаются и при других значениях скорости, не связанных со скоростями звука^{63, 64, 75-77}; число таких полочек может достигать десятков (см. гл. 2). Аномалии при скорости звука наблюдались также в борате железа⁹³.

В соответствии с развитой выше теорией вынужденного движения ДГ аномалии в зависимости $v(H)$ обусловлены аномалиями в зависимости силы торможения F от скорости границы v . Конкретно, при скорости ДГ, близкой к фазовой скорости некоторой волны в магнетике, происходит интенсивное черенковское излучение этой волны. Это излучение играет роль дополнительного канала релаксации. Следовательно, в достаточно узком интервале значений скорости резко меняется вид функции $F(v)$ и, значит, функции $v(H)$.

На основе этих представлений в работе¹¹⁰ было проведено объяснение аномалий в $v(H)$ для ортоферритов при скорости ДГ, близкой к скорости звука *). В работах^{89, 64, 112} было высказано предположение, что остальные аномалии могут быть связаны с излучением других квазичастиц — например, поверхностных или оптических магнонов и фононов. Излучение релеевских фононов теоретически рассматривалось в¹¹³. Таким образом, возникает общая концепция, в соответствии с которой каждая аномалия зависимости $v(H)$ объясняется определенной ветвью квазичастиц. В рамках этой концепции естественным является постановка задачи об анализе спектра элементарных возбуждений магнетика из данных по движению ДГ^{89, 112, 114}.

а) Общие закономерности

Обсудим некоторые закономерности черенковского излучения квазичастиц¹¹² при движении ДГ. Для этого запишем гамильтониан взаимодействия некоторого поля u и движущейся ДГ:

$$H_{\text{int}} = \int dr U(l, m) u; \quad (4.1)$$

здесь u — полевой оператор соответствующего поля, $U(l, m)$ определяется распределением намагниченности в ДГ. Так как вдали от ДГ отсутствуют линейные по u слагаемые в гамильтониане системы, можно считать, что U обращается в нуль, если $l = l_0$, $m = m_0$ (l_0 , m_0 — равновесные значения векторов l и m).

Вообще говоря, H_{int} содержит и нелинейные по u слагаемые, но в нашей задаче достаточно ограничиться (4.1). Будем также считать поле u линейным. Учет нелинейности возбуждаемого поля проведен в работе¹¹⁵. Оказалось, что в определенных условиях может происходить возбуждение ударных волн поля u , которые движутся с другой скоростью, чем ДГ, и удаляются от нее. Это обстоятельство, однако, несущественно для анализа торможения ДГ.

Если полевой оператор u представить в виде суперпозиции операторов рождения и уничтожения квазичастиц с импульсом k , то гамильтониан (4.1) будет описывать процессы излучения (поглощения) квазичастиц движущей-

*) Для ферромагнетика и с несколько иных позиций подобная задача обсуждалась в¹¹¹.

ся ДГ. Так как ДГ является плоскостью, то порождаемые ею квазичастицы будут иметь импульс только вдоль нормали \mathbf{n} к ДГ. Таким образом, (4.1) можно переписать в виде

$$H_{\text{int}} = \sqrt{\frac{S}{L}} \sum_k (U_k e^{-ikvt} c_k^+ + \text{с.с.}), \quad (4.2)$$

где S — площадь ДГ, L и k — размеры системы и составляющая импульса вдоль \mathbf{n} . Амплитуда U_k пропорциональна компоненте Фурье от $U_0(x) \equiv U(\mathbf{l}_0(x), \mathbf{m}_0(x))$.

Заметим, что структуру U_k нетрудно понять без конкретизации вида поля. Так как отклонение намагнитченности в ДГ локализовано в области $\Delta\xi \sim x_0$ и экспоненциально убывает вне этой области, то для U_k нетрудно получить оценку

$$U_k \sim \xi \exp(-kx_0), \quad kx_0 \ll 1; \quad (4.3)$$

здесь ξ — параметр, характеризующий интенсивность взаимодействия поля u с полем намагнитченности. Важно, что в силу (4.3) ДГ интенсивно взаимодействует только с длинноволновыми квазичастицами, у которых $k \lesssim 1/x_0$, т. е. k много меньше размера зоны Бриллюэна.

Будем считать, что взаимодействие поля намагнитченности с полем u мало, т. е. $\xi \ll 1$. В этом случае влияние ДГ на квазичастицы поля u нетрудно учесть на основе (4.2) и стандартной теории возмущений (см. ¹¹⁶). Выпишем общее выражение для значения скорости потери энергии ДГ \dot{E} на единицу площади ДГ:

$$\dot{E} = v \int_{-\infty}^{+\infty} k dk |U_k|^2 \delta(\omega_k - kv); \quad (4.4)$$

здесь ω_k — частота квазичастицы с волновым вектором k . Величина $\dot{E}/2$ имеет смысл добавки к диссипативной функции границы Q , обусловленной взаимодействием с заданным полем квазичастиц. Легко видеть, что $\dot{E} \neq 0$ только в том случае, если существует вещественный корень уравнения

$$\omega_k = kv, \quad \text{или} \quad v = v_\Phi(k) = \frac{\omega_k}{k}. \quad (4.5)$$

Таким образом, черенковское излучение возникает в том случае, если скорость границы совпадает с фазовой скоростью квазичастицы v_Φ . При наличии дефектов это условие меняется (см. ниже раздел в) гл. 4).

Используя наличие в (4.4) δ -функции, перепишем выражение для диссипативной функции Q в виде

$$Q = \frac{v}{2} \sum_{\alpha} k_{\alpha} |U_{k_{\alpha}}|^2 \left| \frac{\partial \omega}{\partial k_{\alpha}} - v \right|^{-1}, \quad (4.6)$$

где k_{α} — вещественный корень (4.5), индекс « α » нумерует корни этого уравнения.

Наличие или отсутствие корней (4.5) сказывается также и на поведении величины $\langle u \rangle$. Если корня (4.6) нет и $Q = 0$, то среднее значение поля u локализовано вблизи ДГ и $\langle u \rangle$ экспоненциально убывает при $(\xi - vt) \rightarrow \pm\infty$. Если же $Q \neq 0$, то величина $\langle u \rangle$ отлична от нуля с одной стороны от ДГ: $\langle u \rangle \neq 0$ при $\xi - vt \rightarrow +\infty$, $\langle u \rangle = 0$ при $\xi - vt \rightarrow -\infty$, если $v_\Phi(k_{\alpha}) < v_\Gamma(k_{\alpha})$, и, наоборот, $\langle u \rangle = 0$ при $\xi - vt \rightarrow +\infty$ и $\langle u \rangle \neq 0$ при $\xi - vt \rightarrow -\infty$, если $v_\Phi(k_{\alpha}) > v_\Gamma(k_{\alpha})$. Здесь $v_\Gamma = \partial \omega_k / \partial k$ — групповая скорость квазичастицы. Этот результат следует из того, что перенос энергии поля происходит с групповой скоростью. В результате этого волновые пакеты поля u или опережают ДГ ($v_\Phi < v_\Gamma$), или отстают от нее ($v_\Phi > v_\Gamma$). Для этой величин

ны является особым случаем $v_\Phi = v_T$, т. е. линейный закон дисперсии квази-частиц.

Для безактивационных частиц с линейным законом дисперсии вида $\omega_k = sk$ в соответствии с формулой (4.6) следует ожидать, что максимальное излучение будет происходить при $v \approx s$, т. е. вклад в диссипацию ДГ вносят также квазичастицы, для которых s меньше c . Этому условию удовлетворяют продольные и поперечные фононы в ортоферритах и борате железа. Необходимо отметить, однако, что для квазичастиц с линейным законом дисперсии ситуация является особой, например, при $v = s$ в (4.6) возникает расходимость. При этом оказывается необходимым учитывать либо отличие закона дисперсии от линейного, либо затухание этих квазичастиц¹¹⁰.

б) Излучение акустических фононов

В настоящее время с излучением квазичастиц надежно идентифицированы только аномалии в зависимости $v(H)$ при $v \approx s_l$ и $v \approx s_t$. Поэтому рассмотрим подробнее излучение акустических фононов.

Взаимодействие поля намагниченности с полем упругих деформаций определяется магнитоупругой энергией w_{me} ,

$$w_{me} = M_0^2 [f_{ik, lm} (l_i l_k - l_i^{(0)} l_k^{(0)}) + f'_{ik, lm} (l_i m_k - l_i^{(0)} m_k^{(0)})] u_{lm}, \quad (4.7)$$

где $l^{(0)}$ и $m^{(0)}$ — равновесные значения векторов l и m в однородной фазе $\Phi_{||}$, $u_{lm} = 1/2 (\partial u_l / \partial x_m + \partial u_m / \partial x_l)$ — тензор деформаций, u — вектор упругих смещений, f и f' — тензоры магнитоупругих взаимодействий. Если ограничиться в выражении для w_{me} только слагаемыми, содержащими вектор l , то в силу симметрии ортоферритов, принадлежащих группе D_{2h}^8 , среди компонент f не будет такой, которая описывала бы взаимодействие ДГ, расположенной в плоскости xOy с поперечным звуком, распространяющимся вдоль оси y , т. е. $f_{ik, ly} = 0$, если i, k, l принимают значения x или z . Вместе с тем тензор описывает взаимодействие продольного звука, распространяющегося вдоль оси y , с ДГ, т. е. $f_{ik, yy} \neq 0$, если $i, k = x, z$. Поэтому для описания взаимодействия ДГ с поперечным звуком необходимо привлечь магнито-стрикционную энергию, зависящую от m . Среди компонент тензора f' имеются отличные от нуля компоненты типа $f'_{ik, ly}$ для $l = x, z$, это $f'_{xy, yz}$ и $f'_{zy, xy}$. Таким образом, взаимодействие ДГ с поперечным звуком описывается энергией

$$w'_{me} = M_0^2 m_y (f'_{xy, yz} l_{0x} n_{yz} + f'_{zy, xy} l_{0z} u_{xy}), \quad (4.8)$$

где l_0 — значение вектора l в ДГ. Так как величина m_y пропорциональна скорости движения ДГ (см. (3.7)), то и w'_{me} будет пропорционально этой скорости¹²⁵.

Подставляя вместо $l_0(x)$ и m_y их распределения в ДГ, а вместо u_{ik} его выражение через операторы рождения и уничтожения фононов, получим гамильтониан вида (4.2). Амплитуды этого гамильтониана, естественно, зависят от поляризации фононов, так что вместо U_k следует писать $U_\lambda(k)$. Структуру этих амплитуд для ДГ типа ac можно схематически записать в виде

$$U_l(k) = f_l g_1 [x_0(s)k], \quad (4.9)$$

$$U_i^x(k) = \frac{v}{c} f_i^x g_1 [x_0(s)k], \quad U_i^z = \frac{v}{c} f_i^z g_2 [x_0(s)k],$$

где f — эффективные константы магнито-стрикции, $f_i \sim \beta$,

$$g_1(x_0 k) = \frac{\pi k x_0^2(s)}{\text{sh} [\pi k x_0(s)/2]}, \quad g_2 = \frac{\pi k x_0^2(s)}{\text{ch} [\pi k x_0(s)/2]}. \quad (4.10)$$

Диссипативная функция, описывающая передачу энергии от ДГ к фононам, определяется формулой (4.6), в которой следует провести суммирование по поляризациям фононов и в качестве k взять корни уравнения (4.5).

Для отыскания корней k_0 этого уравнения представим закон дисперсии фононов в виде

$$\omega_\lambda(k) = s_\lambda k [1 - \sigma_\lambda (ak)^2]. \quad (4.11)$$

Коэффициент σ_λ определяет отклонение закона дисперсии от линейного. Значения $k_{0\lambda}$ определяются при этом формулой

$$k_{0\lambda} = \frac{s_\lambda - v}{a\sigma_\lambda s_\lambda}. \quad (4.12)$$

Функции $g_\lambda[x_0 k_0]$ определяют основную зависимость диссипативной функции от скорости ДГ. Действительно, при $k_0 x_0 \gg 1$, т. е. при выполнении неравенства $|s_\lambda - v| \gg \sigma_\lambda (a/x_0)^2$, величина Q_λ экспоненциально мала: $Q_\lambda \sim \exp[-2|s_\lambda - v|x_0^2/\sigma a^2 s_\lambda]$. Следовательно, в пренебрежении затуханием фононов фононная сила торможения существенна только в узком интервале значения скорости (см. кривую 1 на рис. 20)

$$\Delta v = s_\lambda - v < \sigma_\lambda s_\lambda \left(\frac{a}{x_0}\right)^2 \sim 10^{-4} s_\lambda. \quad (4.13)$$

Внутри этого интервала фононная сила торможения F_λ весьма велика. Оценивая ее максимальное значение по формуле $F_\lambda = 2Q_\lambda/v$, получим для блоховской границы

$$F_l^{\max} \sim \zeta_l f_l M_0^2,$$

$$F_{tx, z}^{\max} \approx \zeta_l f_l \left(\frac{s_l}{c}\right)^2 M_0^2, \quad \zeta_\lambda = \frac{f_\lambda M_0^2}{\rho_0 s_\lambda^2}. \quad (4.14)$$

Величина ζ_λ — малая безразмерная константа магнитоупругой связи. Используя стандартные значения $^{25} f M_0^2 \sim 3 \cdot 10^7$ эрг/см³, $\zeta \sim 10^{-5}$, получим оценку для F^{\max} : $F_l^{\max} \sim 10^7$ дин/см². Из-за наличия малого множителя $(s_l/c)^2 \approx 0.05$ значение F_t^{\max} меньше: $F_t^{\max} \sim 5 \cdot 10^5$ дин/см². Вклад в F_t для блоховской ДГ дают только слагаемые, содержащие $m_x, m_y \propto (v/c)$. Если не учитывать эффект изменения структуры ДГ при движении, то получается, что $F_t = 0$ ^{110, 117}. Меньшая величина F_t по сравнению с F_l отчетливо проявляется в экспериментах по движению блоховской ДГ (см. выше гл. 2). Отметим, что если в эксперименте ДГ оказывается наклонной к плоскости ac , то значение F_t сильно возрастает¹¹⁷.

При учете затухания фононов закономерности фононного торможения качественно остаются теми же самыми, однако количественные значения F_{\max} и интервала скорости Δv существенно меняются. Учет затухания достаточно провести на феноменологическом уровне, «размазав» δ -функцию в формуле (4.6):

$$\delta(\omega) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma(\omega)}{\omega^2 + \Gamma^2(\omega)}, \quad (4.15)$$

где $\Gamma(\omega)$ — ширина линии фонона, которую можно выразить через вязкость кристалла

$$F(\omega) = \frac{\eta}{2} \omega^2 \equiv \gamma k^2. \quad (4.16)$$

Экспериментальное значение η для ортоферритов при комнатной температуре порядка 10^{-11} с, т. е. $\gamma \sim 1$ см²/с. Анализируя (4.4) с учетом замены (4.15), легко показать, что затухание фононов существенно при $\gamma > \gamma_c = \sigma(sx_0)(a/x_0)^2 \sim 10^{-4}$ см²/с. Это условие выполнено в ортоферритах при комнатных температурах.

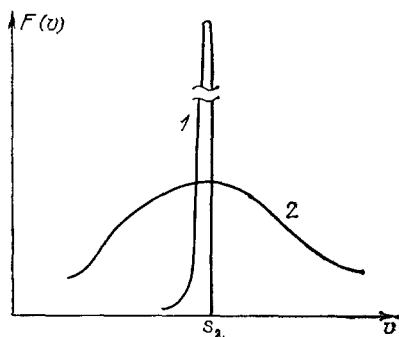


Рис. 20. Зависимость фононной силы торможения от скорости доменной границы.

1 — слабое затухание фононов, 2 — сильное затухание фононов

Если $\gamma > \gamma_c$, то $Q(v)$ определяется интерполяционной формулой ¹¹⁰

$$Q(v) = \frac{3v}{4} \zeta f M_0^2 \frac{s x_0 \gamma}{\gamma^2 + [7x_0^2 (s-v)^2/2]}, \quad (4.17)$$

т. е. $F(v)$ имеет форму лоренцевского пика с максимумом при $v = s_\lambda$ (см. кривую 2 на рис. 20). Следовательно, в ситуации с сильным затуханием звука пик в зависимости $F(v)$ становится симметричным, а убывание на крыльях — степенным.

Максимальное значение $F(v)$ убывает с ростом γ как $1/\gamma$,

$$F^{\max} \sim \frac{3s^2}{4\gamma} \zeta f x_0 M_0^2, \quad (4.18)$$

а ширина пика определяется отношением

$$\Delta v = |s_\lambda - v| \sim \frac{\gamma}{x_0}$$

и с ростом γ возрастает. При комнатной температуре для блоховской границы *ас*-типа в YFeO_3 получим

$$F_i^{\max} \approx (1-10) \cdot 10^2 \text{ дин/см}^2, \quad F_t^{\max} \approx (0,5-5) \cdot 10 \text{ дин/см}^2, \quad \frac{s_\lambda - v}{s_\lambda} \sim 10^{-1}.$$

Исследование торможения границ других типов проводится аналогично ¹¹⁷. Важным моментом является то, что для большинства ДГ, в том числе

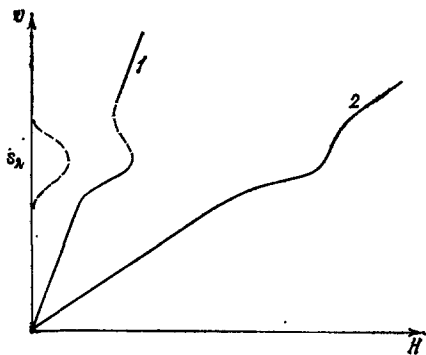


Рис. 21. Зависимость $v(H)$ для доменной границы при учете фонованого торможения (схематически).

1 — большая подвижность — неоднозначная зависимость, 2 — малая подвижность — однозначная зависимость. Штриховой линии на кривой 1 соответствуют области неустойчивости прямолинейной доменной границы

ДГ промежуточного типа, в F_t отсутствует малый множитель $(s_i/c)^2$, возникающий в случае блоховской ДГ. Для этих ДГ ширины аномалии при $v = s_t$ и $v = s_i$ одного порядка.

Значение скорости движения ДГ находится из равенства сил торможения и магнитного давления:

$$Bv + F(v) = 2m_0 H. \quad (4.19)$$

Используя зависимость $F(v)$ (см. рис. 20), это уравнение можно решить графически. Вид функции $v_0(H)$ существенно зависит от соотношения между коэффициентом подвижности B и амплитудой функции $F(v)$. Если $B + (dF(v)/dv) > 0$ (малая подвижность границы), то зависимость $v_0(H)$ — однозначная (см. кривую 2 на рис. 21).

На этой зависимости ясно видна область малой дифференциальной подвижности (полочки). В соответствии с (4.19) можно оценить ширину этой палочки

$$\Delta H \approx \frac{F^{\max}}{2m_0}. \quad (4.20)$$

Так как $m_0 \sim 10$ Гс, при $F^{\max} \sim 10^2-10^3$ дин/см² получим $\Delta H \sim 10-100$ Э. Характерные ширины полочек, наблюдавшиеся в экспериментах по динамике ДГ промежуточного типа при комнатных температурах, составляют 30 Э для YFeO_3 и 100 Э для TmFeO_3 . В соответствии с тем, что F^{\max} для поперечного звука и блоховской ДГ меньше, чем для продольного, экспериментально наблюдаемая ширина полочки при $v = s_t$ меньше, чем при $v = s_i$. Эта закономерность проявилась в экспериментах (рис. 22). Для остальных типов ДГ ширины этих полочек одного порядка, что соответствует изложенной выше теории.

При увеличении подвижности μ или значения F^{\max} условие $B + (dF(v)/dv) > 0$ может нарушаться в области спадания $F(v)$. В этом случае при значениях скорости, удовлетворяющих условию

$$B + \frac{dF(v)}{dv} < 0, \quad (4.21)$$

в зависимости $v_0(H)$ возникает интервал значений поля H , которому отвечает неоднозначная зависимость $v_0(H)$ (см. кривую 1 рис. 21). В соответствии

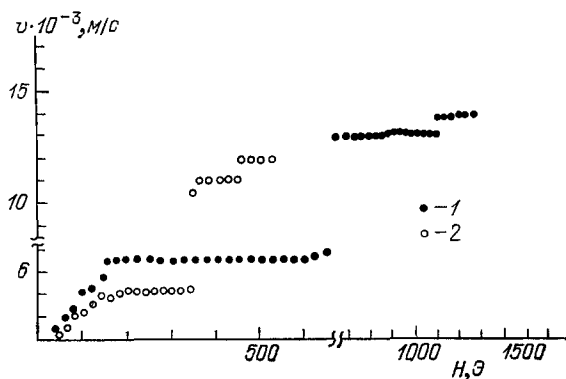


Рис. 22. Магнитоупругие аномалии на зависимостях $v(H)$ для доменных границ Блоха (1) и Нееля (2) в YFeO_3 толщиной 25 мкм ⁷⁸

с общими закономерностями нелинейной динамики (см. ¹¹⁸) этому интервалу соответствует неустойчивость равномерного движения прямолинейной ДГ, отмеченная штриховой линией на рис. 21. Эта неустойчивость проявляется экспериментально как существенно нестационарное движение ДГ. Закономерности такого движения будут обсуждены в следующем разделе.

в) Излучение в неоднородном кристалле

Реальные образцы магнетиков всегда содержат неоднородности различного типа: как случайные (скопления дефектов, дислокаций и т. д.), так и регулярные квазипериодические неоднородности ростового происхождения. Как показано в ¹⁰⁹, в неоднородном кристалле условия излучения квазичастиц становятся гораздо менее жесткими. В частности, излучение возможно при любой скорости ДГ, и возникает возможность излучения поверхностных магнонов (ПМ), т. е. магнонов, локализованных около ДГ, имеющих линейный закон дисперсии $\epsilon(k_{\perp}) = \hbar c k_{\perp} [1 - (v^2/c^2)]^{-1/2}$ (см. (3.11)).

Физика этого явления такова. В идеальном кристалле квазичастица может получить от ДГ только импульс $\hbar \mathbf{k} = \hbar k_{\xi} \mathbf{e}_{\xi}$, где \mathbf{e}_{ξ} — орт вдоль нормали к ДГ, и энергию $\hbar \omega = \hbar k_{\xi} v$ (см. (4.4) — (4.6)), что и приводит к жесткому условию (4.5). При наличии неоднородностей возможна дополнительная передача импульса $\mathbf{q}\hbar$ от неоднородности. Для этого необходимо, чтобы разложение Фурье неоднородности содержало слагаемое $\Phi_{\mathbf{q}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})$. Закон сохранения энергии и импульса в элементарном акте излучения квазичастицы может быть записан в виде $\epsilon(\mathbf{q} + k_{\xi} \mathbf{e}_{\xi}) = \hbar k_{\xi} v$, и при любых v этот закон сохранения можно удовлетворить выбором \mathbf{q} ¹⁰⁹. В частности, при излучении ПМ компонента q_{ξ} передается ДГ, а \mathbf{q}_{\perp} — ПМ, и закон сохранения имеет вид $\epsilon(\mathbf{q}_{\perp}) = \hbar v q_{\xi}$, где \mathbf{q}_{\perp} — компонента \mathbf{q} в плоскости ДГ. В соответствии с этим сила торможения, обусловленная излучением ПМ, имеет вид (см. формулу (10) работы ¹⁰⁹, в которой положено $\epsilon(k_{\perp}) = \hbar c k_{\perp} [1 - v^2/c^2]^{-1/2}$)

$$F(v) = 2\pi \sum_{\mathbf{q}} |\Psi_{\mathbf{q}}|^2 q_{\xi} \delta \left(\frac{c |\mathbf{q}_{\perp}|}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - v q_{\xi} \right); \quad (4.22)$$

здесь Ψ_q — амплитуда излучения ПМ при наличии неоднородности. Если считать, что дефекты распределены хаотически, а кристалл безграничный, то после усреднения по дефектам (4.22) приводит к монотонной зависимости $F(v)$: $F(v) = F_0 + Dv^2$. Величина F_0 определяет вклад этого процесса в коэрцитивную силу¹⁰⁹. При $D < 0$ возможна неустойчивость движения ДГ (см. оценки в¹⁰⁹).

В работе¹²⁴ было обращено внимание на то, что если предположить, что неоднородность периодическая, а кристалл конечный, то возбуждение ПМ может происходить при некотором избранном дискретном наборе скоростей ДГ. Обсудим это явление подробнее.

Следуя¹²⁴, будем считать, что неоднородность в кристалле является периодической с периодом $2\pi/q_\xi$ в направлении движения ДГ (оси ξ). Кроме того, в согласии с моделью¹²⁴ предположим наличие неоднородности любого типа вдоль нормали к поверхности пластинки (оси ξ). Если обозначить толщину пластинки l , то волновой вектор ПМ в (4.22) может принимать дискретные значения $q_\xi^{(n)} = \pi n/l$, где n — целое число. Для излучения ПМ с заданным n необходимо, чтобы в фурье-разложении неоднородности вдоль оси ξ присутствовало слагаемое $\exp(i\pi n \xi/l)$.

Из закона сохранения в (4.22) следует, что в рассмотренной модели излучение ПМ возможно при

$$c \frac{\pi n}{l} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = q_\xi v,$$

т. е. при $v = v_n$, где v_n определяется формулой¹²⁴

$$v_n = c \frac{\pi n}{q_\xi l} \left[1 + \left(\frac{\pi n}{q_\xi l}\right)^2\right]^{-1/2}. \quad (4.23)$$

Таким образом, если в кристалле существует система трехмерных неоднородностей, периодических вдоль плоскости пластинки, то при движении ДГ со скоростями из некоторого дискретного набора v_n будет происходить возбуждение изгибных колебаний ДГ. Как следствие, при $v \approx v_n$ возрастает сила торможения, и на зависимости $v(H)$ при $v \approx v_n$ возникают аномалии типа полочек. По-видимому, в настоящее время это единственный механизм, позволяющий объяснить эксперименты (см. гл. 5 и рис. 26 там), в которых наблюдалось более 10 таких полочек. Вопрос о происхождении неоднородностей необходимого вида остается, однако, открытым.

5. НЕСТАЦИОНАРНОЕ НЕОДНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

На зависимости $v(H)$ для некоторых ДГ при сверхзвуковых скоростях (см. рис. 15, 17) экспериментально обнаружена область неустойчивости скорости движения, проявляющаяся в сильном разбросе времен пробега ДГ. Эту неустойчивость естественно связать с неустойчивостью равномерного движения ДГ в области отрицательной дифференциальной подвижности (см. рис. 21 в гл. 4).

Исследуем неоднмерное движение ДГ, рассматривая ее как мембрану с поверхностной энергией σ и массой m_* ¹¹⁹. Уравнение для смещения границы $f(x, z, t)$ с учетом вынуждающей силы P_H и силы торможения (напомним, что $c^2 = \sigma/m_*$) имеет вид

$$\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} - c^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} \right) = \frac{B}{m_*} \left(\mu H - \frac{\partial f}{\partial t} \right) - \frac{1}{m_*} F \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right); \quad (5.1)$$

здесь μ — подвижность ДГ, $B = 2m_0/\mu$, $F(v)$ — фононная сила торможения. Рассмотрим малые отклонения от стационарного решения, $f = vt + \phi$. Для ϕ получаем^{117,118}

$$\phi \propto (\exp \gamma t + i \mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp), \quad \gamma = -v(v_0) \pm \sqrt{v^2(v_0) - c^2 \mathbf{k}_\perp^2}, \quad (5.2)$$

где $v = B + dF(v)/dv$. Отсюда следует, что при $v(v_0) < 0$ ϕ нарастает экспоненциально со временем и равномерное движение неустойчиво.

Оценим значения параметров магнетика, при которых может быть выполнено неравенство (4.21) и развивается неустойчивость. Легко видеть, что это неравенство выполнено при достаточно малых B , т. е. больших значениях подвижности, конкретно, $\mu > \mu_c$,

$$\mu_c = 2m_0 \left(\max \left| \frac{dF(v)}{dv} \right| \right)^{-1} \approx \frac{2m_0 \Delta v}{F_{\max}}; \quad (5.3)$$

здесь Δv , F_{\max} — характеристики фонового пика, m_0 — намагниченность СФМ. В линейном приближении нарастание неоднородности ДГ происходит экспоненциально по времени. Ясно, что экспоненциальное нарастание

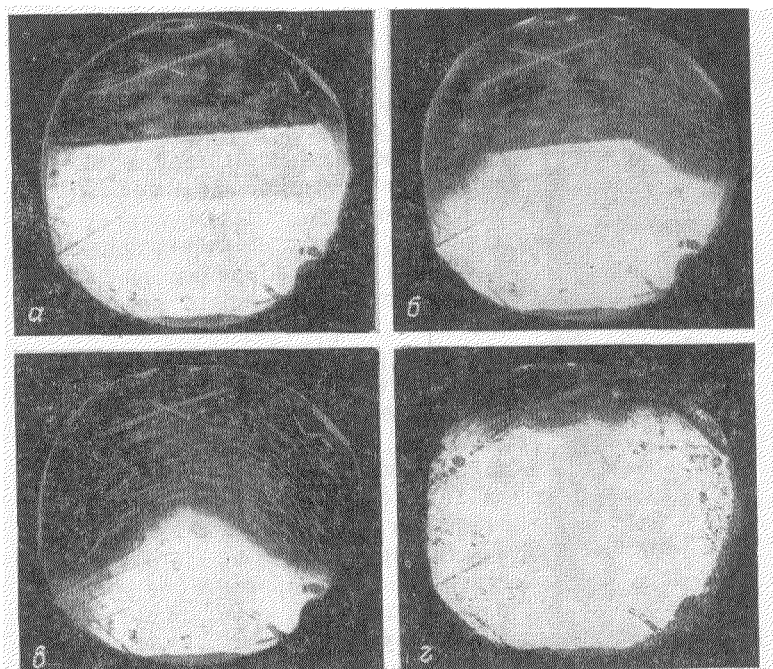


Рис. 23. Однократные сверхскоростные фотографии динамических доменных структур в YFeO_3 в магнитном поле 140 Э через 20 нс (а — в) и в магнитном поле 2300 Э (г) ⁷⁴

отклонения формы границы от прямолинейной будет остановлено нелинейностью системы. В настоящее время теоретический анализ такого режима движения ДГ не проведен, поэтому особую актуальность приобретают экспериментальные исследования развитой неустойчивости движения ДГ. В ряде работ ⁷⁴⁻⁷⁶ такой режим движения границы исследовался методом сверхскоростной фотографии, что позволило получить информацию о форме движущейся ДГ ортоферрита. В работах ⁷⁴⁻⁷⁶ было показано, что одиночная прямолинейная ДГ промежуточного типа в пластинке ортоферрита иттрия не изменяет своей прямолинейной формы вплоть до скорости поперечного звука. С дальнейшим ростом управляющего импульсного поля при переходе к сверхзвуковой скорости форма движущейся ДГ изменяется ^{72, 74}. На ней появляются полукруглые лидирующие участки, скорости которых могут существенно превышать скорость звука. Указанные лидирующие участки проявляются тем заметнее, чем больше подвижность ДГ исследуемого образца. В образцах YFeO_3 , исследовавшихся в указанных выше работах ⁷⁴⁻⁷⁶, максимум подвижности $2 \cdot 10^4$ см/с·Э достигается при температуре 110 К. При этой температуре и получены представленные на рис. 23 высокоскоростные фотографии динамических доменных структур. Радиус кривизны лиди-

рующих участков изменяется от нескольких сотен до 120 мкм с ростом H от 120 до 2650 Э.

При переходе через скорость звука ДГ изменяет свою видимую ширину. Через 2—3 нс после перехода через скорость звука ДГ сильно уширяется, становится неоднородной и неоднородной⁷⁶. Через 10—15 нс после этого ДГ выравнивается, и ее видимая ширина уменьшается^{77,120} (рис. 24). Указан-

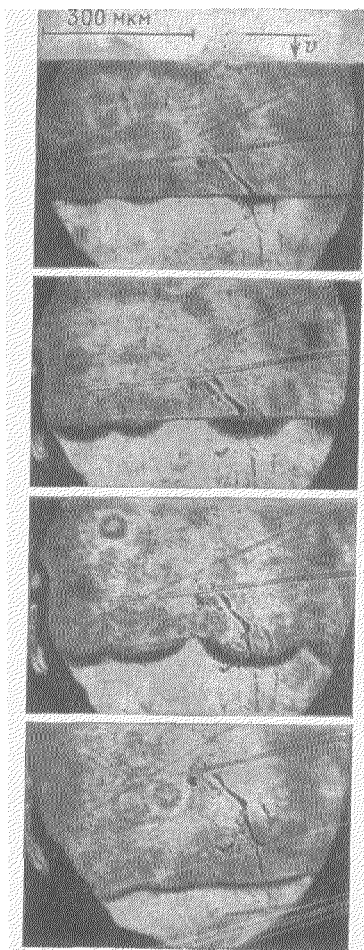


Рис. 24. Доменная граница YFeO_3 в процессе преодоления звукового барьера при 110 К⁷⁷.

Временной интервал между последовательными фотографиями ~ 2 нс

даваемая на эксперименте неустойчивость ДГ должна быть тем сильнее, чем выше ее подвижность. Результаты экспериментального исследования таковы: при $\mu < 10^3$ см/с·Э неустойчивость практически не наблюдается, а при $\mu \sim 20 \cdot 10^3$ см/с·Э, что отвечает $T = 110$ К, наблюдалась ярко выраженная неустойчивость, состоящая в изгибе границы и движении различных ее участков с разной скоростью^{75,77}.

Теоретическая оценка μ_c из (5.3) при $\Delta H = 30$ Э, $F_{\max} = 2m_0 \Delta H$, $\Delta v = 0,1s_t \approx 2 \cdot 10^4$ см/с дает $\mu_c \approx 10^3$ см/с·Э. Это значение согласуется с экспериментом по порядку величины. Таким образом, можно считать,

ные выше временные интервалы сравнимы со временем релаксации ортоферрита иттрия.

Места возникновения лидирующих участков случайны и не повторяются, как правило, от раза к разу. На рис. 25 представлена серия двойных динамических доменных структур в YFeO_3 , полученных в процессе одного прохода ДГ вдоль образца, перпендикулярного оптической оси. В магнитном поле 127 Э центральная часть ДГ остается прямолинейной и движется со скоростью поперечного звука, а ближе к краям появляются лидирующие участки. Их положение изменяется от раза к разу (см. рис. 25). Наконец, в больших полях практически вся ДГ движется с постоянной скоростью, о чем свидетельствует неизменность формы динамических доменных структур, полученных через временные интервалы 5 и 15 нс. На рис. 25 темной полосой изображена область, пройденная ДГ в течение указанного интервала времени^{76,77}. Процесс образования лидирующих участков и изменение формы движущейся ДГ ортоферрита является ее самоорганизацией, которая становится все более устойчивой с ростом H . Точки пересечения соседних лидирующих участков имеют скорости, большие в $1/\cos(\alpha/2)$ раз, где α — угол у особой точки ДГ. Кривизна ДГ, с другой стороны, также способствует ее выравниванию с течением времени. В силу этих двух причин происходит выравнивание ДГ в процессе ее движения.

Таким образом, в процессе перехода через скорость звука ДГ ортоферрита перестает быть одномерным объектом. Экспериментальные результаты по сверхзвуковому движению ДГ свидетельствуют о необходимости развития теории неоднородной и нестационарной динамики ДГ ортоферритов.

Существующая одномерная теория динамики объясняет начальную стадию развития неустойчивости одномерной ДГ при сверхзвуковом движении. Как видно из формулы (5.3), наблю-

что существующая теория может объяснить закономерности возникновения неустойчивости, т. е. линейную стадию развития неустойчивости движения ДГ со скоростью, близкой к скорости звука.

Эксперимент показывает, что для нелинейной стадии нестационарного движения характерна крупномасштабная неоднородность с характерными

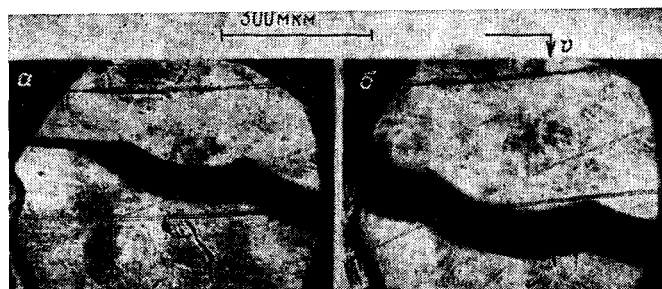


Рис. 25. Фотографии двух динамических доменных структур в YFeO_3 при 110 К в процессе одного прохода доменной границы по образцу ⁷⁷.

Темная полоса — участок, проходимый ДГ за время 5 нс между двумя световыми импульсами в магнитных полях 160 Э (а) и 750 Э (б)

размерами порядка размеров доменов ортоферритов. Нестационарные процессы, приводящие к развитию такой неустойчивости, требуют анализа существенно нелинейного уравнения (5.1) с учетом неоднородности по осям x и z (возможно, что изменение формы движущейся ДГ начинается с ее прогиба по толщине).

Из последовательности двойных динамических доменных структур, подобных представленным на рис. 25, можно точнее, чем всеми ранее использованными методами, определить скорость стационарного движения ДГ

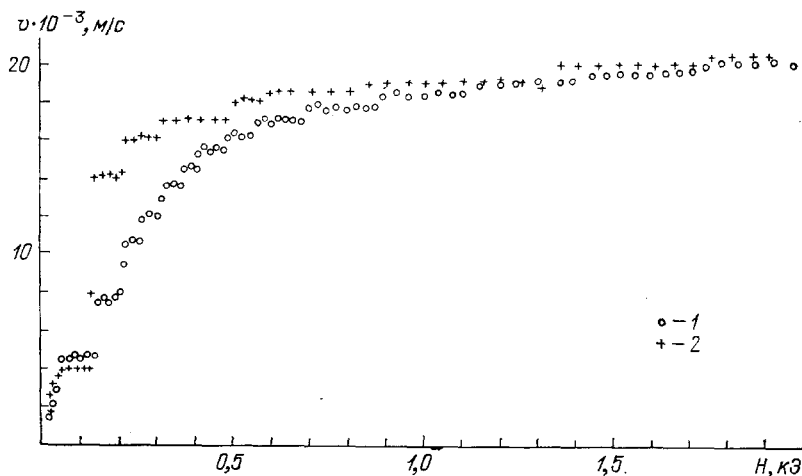


Рис. 26. Зависимость скорости доменной границы от магнитного поля в YFeO_3 при 290 К (1) и 110 К (2) ⁷⁷

ортоферритов. Такого типа исследования были выполнены для ряда ортоферритов в широком интервале температур ⁷⁷.

На рис. 26, а представлена зависимость $v(H)$ для ДГ промежуточного типа в пластинке YFeO_3 толщиной 120 мкм, перпендикулярной оптической оси, при 290 К. До скорости поперечного звука характер зависимости $v(H)$ повторяет аналогичные зависимости, полученные с помощью других методик. В интервале 70—150 Э скорость ДГ остается неизменной и равной скорости

поперечного звука. С ростом H скорость ДГ становится равной скорости продольного звука. После этого при дальнейшем росте H ДГ движется с дискретным набором скоростей, переход между которыми происходит весьма резко. На рис. 26 видно около 10 таких скоростей. Впервые такие особенности наблюдались в работах ^{63,64}. Количество областей постоянства скорости ДГ в интервале от скорости продольного звука до предельной скорости зависит от толщины пластинки ортоферрита.

Аналогичные особенности наблюдались экспериментально и обсуждались в ¹¹⁴. В этой работе исследовалась динамика ДГ под действием сильного высокочастотного поля.

В настоящее время не ясно, с излучением каких квазичастиц связаны аномалии, возникающие при скоростях, больших скорости звука и меньших предельной скорости. В работе ⁷⁶ их существование было связано с излучением волн Лэмба. Однако дальнейшие эксперименты, проведенные в пластинках, погруженных в H_2O и CCl_4 , показали, что особенности на зависимостях $v(H)$ практически не меняют при этом своего вида ⁷⁷, что затрудняет подобную интерпретацию. Возможно, что некоторые особенности на зависимости $v(H)$ связаны с возбуждением оптических фононов или экситонов. Однако нам представляется, что наиболее естественным образом эти особенности можно объяснить в рамках механизма возбуждения поверхностных волн на ДГ при наличии периодической неоднородности (см. раздел в) гл. 4). Набор скоростей v_n (4.23) позволяет удовлетворительно описать эксперимент при $2\pi/q_\xi \sim 10-40$ мкм. Сложность этой интерпретации состоит в отсутствии данных о неоднородностях в используемых образцах.

Зависимость $v(H)$ в образце $YFeO_3$ толщиной 100 мкм, перпендикулярном оптической оси, при 110 К представлена на рис. 26. Переход на сверхзвуковую скорость осуществляется здесь очень резко. В очень малом интервале магнитного поля скорость ДГ резко изменяется от 4 до 14 км/с. Причина этого в очень большой подвижности ДГ, достигающей $2 \cdot 10^4$ см/с·Э. С дальнейшим ростом H можно видеть несколько областей постоянства скорости ДГ с последующим переходом на предельную скорость, которая остается неизменной вплоть до максимально достигаемых магнитных полей, составляющих от 3 до 5 кЭ в зависимости от условий эксперимента. Следует отметить, что во всех случаях при тщательной химической полировке образцов вплоть до указанных полей образцы остаются двухдоменными. Наблюдаемые раньше с помощью измерений времени пробега ДГ заданного расстояния между двумя световыми пятнами сверхпредельные скорости ⁶³ были обусловлены возникновением новых доменов (которые можно интерпретировать как локализованные возмущения поля намагниченности) перед движущейся ДГ в не слишком тщательно отполированных образцах.

Подобный механизм имитации движения ДГ со «сверхпредельной» скоростью был предложен впервые в ⁸⁹ и назван в этой работе солитонным механизмом. Для его объяснения существенно, что граница разделяет фазы $\Phi_{\uparrow\uparrow}$ и $\Phi_{\uparrow\downarrow}$, в которых намагниченность m_0 параллельна и антипараллельна внешнему полю H . При $H \neq 0$ фаза $\Phi_{\uparrow\downarrow}$ является метастабильной. В силу этого в какой-то момент времени t_0 в фазе $\Phi_{\uparrow\downarrow}$ может произойти рождение зародыша стабильной фазы $\Phi_{\uparrow\uparrow}$. Этот зародыш может иметь форму плоского или цилиндрического динамического домена (магнитного солитона). Рождение солитона может происходить (флуктуационно или на дефекте) внутри домена или же стимулироваться передним фронтом ДГ. В последнем случае солитон будет рождаться вблизи ДГ.

Дальнейшая эволюция системы ясна из рис. 27. Родившийся солитон не обладает топологическим зарядом, так как содержит две ДГ разных знаков. Под действием внешнего поля солитон разрастается и деформируется. При этом ДГ движутся в разные стороны. Одна из них, обозначенная цифрой 2 на рис. 27, движется назад и аннигилирует с исходной ДГ, обозначенной 1. Вторая ДГ, обозначенная 3, движется вперед и может быть зарегистрирована

в точке наблюдения l_0 . Ясно, что эта ДГ придет в точку наблюдения быстрее, чем пришла бы исходная ДГ. Таким образом, даже если скорость каждой ДГ не превышает c , скорость «передачи сигнала» движущейся границей может существенно превышать c . Если в эксперименте фиксируется прохождение ДГ заданной точки, то солитонный механизм может имитировать движение

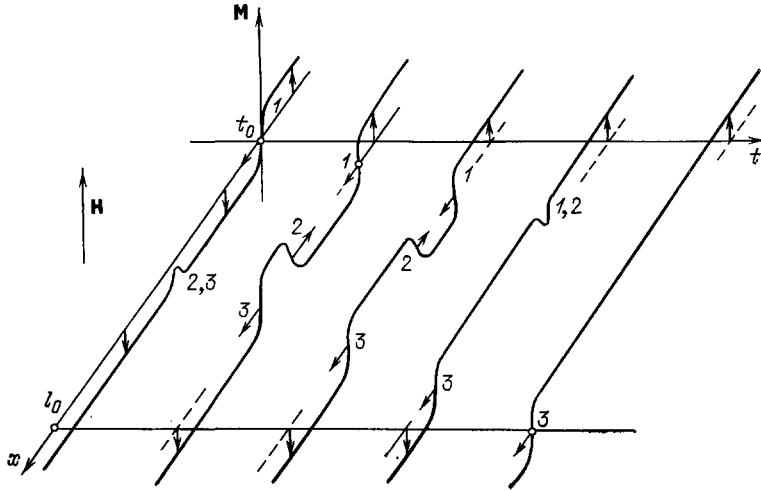


Рис. 27. Схема солитонного механизма имитации сверхпредельного движения доменной границы ⁸⁹

ДГ со скоростью, большей c . Подобный механизм перемещения ДГ наблюдался методом скоростной фотографии в ферритах-гранатах ¹²¹.

В очень сильных полях, когда фаза $\Phi_{\uparrow\downarrow}$ становится абсолютно неустойчивой, скорость c не является предельной, и в принципе возможно истинное сверхпредельное движение ДГ ^{91,112}. При этом фронт ДГ оказывается неустойчивым ⁹¹, кроме того, движение ДГ с $v > c$ сопровождается черенковским

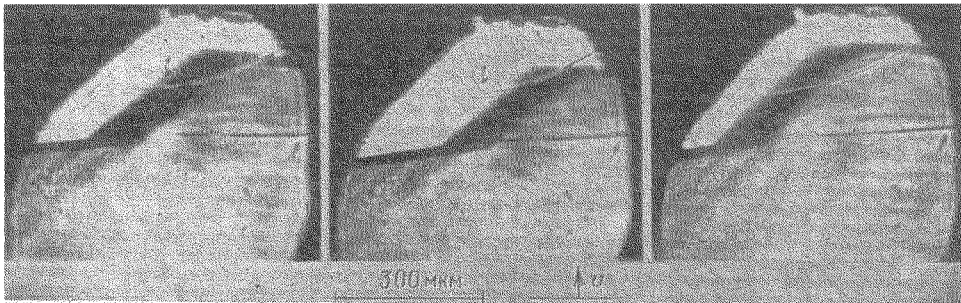


Рис. 28. Фотографии двух последовательных положений кинка на доменной границе YFeO_3 при 110 К через 5 нс ¹²².

Временной интервал между последовательными фотографиями ~ 3 нс

излучением магнонов ¹¹². Для ортоферритов соответствующее поле порядка нескольких десятков килоэрстед, измерения в импульсных полях такой величины пока не проводились.

Нестационарное сверхзвуковое движение ДГ может сопровождаться специфическим усложнением ее структуры. При 110 К вдоль ДГ в YFeO_3 , движущейся со скоростью поперечного звука, может распространяться двойной перегиб (кинк), скорость которого достигает 20 км/с ¹²². Процесс образо-

вания и движения кинка иллюстрируется рис. 28. На этом рисунке представлена двойная динамическая доменная структура в пластинке YFeO_3 , снятая с интервалом между импульсами света 5 нс в магнитном поле 121 Э. С переходом через скорость поперечного звука ДГ имеет обычную для области неустойчивости форму. При дальнейшем росте H характер движения ДГ резко изменяется. Скорость правой полукруглой части ДГ резко уменьшается с 14 до 4 км/с, а левая часть ДГ продолжает еще двигаться со скоростью 4 км/с. На ДГ, движущейся со скоростью поперечного звука, появляется кинк, движущийся справа налево со скоростью 20 км/с. На рис. 28 показаны последовательные положения кинка через 5 нс. Временные интервалы между двумя последовательными кадрами ~ 3 нс.

Образование кинка можно объяснить, если учесть неоднородность поля в образце. Одиночная ДГ в образце, как описано в гл. 2, создается с помощью градиентного магнитного поля. На это поле накладывается импульсное продвигающее магнитное поле, вследствие чего суммарное поле, действующее на движущуюся ДГ, уменьшается. При этом ДГ, движущаяся стационарно со скоростью 14 км/с, снова оказывается в магнитном поле, соответствующем ее нестационарному движению, ее скорость падает до 4 км/с, и она переходит на стационарное движение со скоростью поперечного звука. Если этот процесс происходит неоднородно в плоскости ДГ, рождается кинк. Адекватность этого механизма подтверждается тем, что амплитуда кинка уменьшается с ростом ∇H . В целом ДГ с кинком представляет собой сложное динамическое образование с переменной по длине ДГ массой. Скорость кинка ограничена сверху скоростью изгибных волн на ДГ, которая совпадает со скоростью спиновых волн на линейном участке спектра с и предельной скоростью движения ДГ. Таким образом, эта скорость играет определяющую роль в динамике как самой ДГ, так и кинка вдоль нее. Возникновение и движение кинка на ДГ подтверждает наличие дискретного набора скоростей при стационарном сверхзвуковом движении ДГ. Образование кинков на движущейся ДГ ортоферритов должно иметь место и при других переходах с одной стационарной скорости на следующую.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в обзоре материалы экспериментальных и теоретических исследований нелинейной динамики ДГ в СФМ демонстрируют общность закономерностей динамики ДГ в различных СФМ и существенное отличие динамики ДГ в СФМ от динамики ДГ в ферромагнетиках, например, ферритах-гранатах. При исследовании динамики ДГ в СФМ впервые обнаружено сверхзвуковое движение ДГ в условиях черенковского излучения звука, наличие областей неустойчивости прямолинейного движения ДГ, образование кинков на ДГ и квазирелятивистская динамика ДГ с предельной скоростью, равной фазовой скорости спиновых волн.

Сформулируем кратко некоторые проблемы, которые, с нашей точки зрения, представляют наибольший интерес для дальнейших исследований. Прежде всего, это экспериментальные и теоретические исследования неустойчивого движения ДГ как при скорости, близкой к скорости звука, так и при скоростях в окрестности предельной. Последние неустойчивости должны проявиться в более сильных магнитных полях, чем используемые до настоящего времени.

Представляет интерес детальный анализ релаксационных процессов. Для получения информации о внутренних процессах необходимо проведение экспериментов в широком интервале температур и использование более совершенных монокристаллов. Не меньший интерес представляет изучение взаимодействия движущейся ДГ с неоднородностями, для чего необходимо использовать кристалл с контролируемой дефектной структурой.

Сочетание хорошей прозрачности, большого фарадеевского вращения, большой подвижности и рекордно высоких скоростей движения ДГ делает СФМ перспективными для создания устройств типа оптических затворов, пространственно-временных модуляторов света и других устройств для оптической обработки информации.

Институт теоретической физики АН УССР

Киевский государственный университет

им. Т. Г. Шевченко

Московский государственный университет

им. М. В. Ломоносова

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1971.
- Weiss P. — J. Phys. et Radium, 1907, t. 6, p. 661.
- Blösch F. — Zs. Phys., 1932, Bd. 74, S. 295.
- Landau L. D., Lifshitz E. M. — Sov. Phys., 1935, v. 8, p. 153; то же: Ландау Л. Д. Собрание трудов. — М.: Наука, 1972, т. I, с. 254.
- Neel L. — Cahiers de Phys., 1944, Nr. 25, p. 1.
- Barkhausen H. — Phys. Zs., 1919, Bd. 20, S. 401.
- Bitter F. — Phys. Rev., 1931, v. 38, p. 1903.
- Акулов Н. С., Дехтяр М. В. — Ann. d. Phys., 1932, Bd. 15, S. 750.
- Sixtus K. I., Tonks L. — Phys. Rev., 1931, v. 37, p. 1931.
- Кринчик Г. С., Четкин М. В. — УФН, 1969, т. 98, с. 3.
- Барьяхтар В. Г., Ганн В. В., Горобец Ю. И., Смоленский Г. А., Филиппов Б. Н. — УФН, 1977, т. 121, с. 593.
- Малоземов А., Слоизуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. — М.: Мир, 1982.
- Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. — М.: Наука, 1980.
- Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. — Киев: Наукова думка, 1983.
- Дзялошинский И. Е. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1547.
- Туров Е. А. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
- Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спинные волны. — М.: Наука, 1967.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
- Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 370.
- Walker L. Неопубликовано, приведено в кн.: Magnetism, V. 3/Eds G. Rado, H. Suhl — N.Y.: Pergamon Press, 1963.
- Schlömann E. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 1142.
- Лодиз Р., Паркер Р. Рост монокристаллов. — М.: Мир, 1974.
- Kolb E. D., Wood D. L., Laudis R. A. — J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 1362.
- Медведев С. А., Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. — В кн.: Монокристаллы тугоплавких и редких металлов. — М.: Наука, 1969, с. 27.
- Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. — М.: Наука, 1979.
- White R. L. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 1061.
- Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1509.
- Иванов Б. А., Краснов В. П. — ФТТ, 1974, т. 15, с. 2971.
- Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 404. Фарздинов М. М., Мальгинова С. Д., Халфина А. А. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 33, с. 1108.
- Воловик Г. Е., Минеев В. П. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 2257.
- Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. — ФНТ, 1979, т. 5, с. 759; Нелинейные волны намагниченности антиферромагнетика: Препринт ДонФТИ АН УССР № 80-4. — Донецк, 1980.
- Залесский А. В., Саввинов А. М., Желудев И. С., Иващенко А. Н. — ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1449.
- Porter C. S., Spencer E. G. — J. Appl. Phys., 1958, v. 29, p. 485.
- Wood D. L., Holmes L. M., Remeka J. P. — Phys. Rev., 1969, v. 185, p. 689.
- Smith B. T., Yamamoto J., Bell E. E. — J. Opt. Soc. Am., 1975, v. 65, p. 605.

36. Константинова А. Ф., Иванов Н. Е., Гречушников Б. Н. — Кристаллография, 1969, т. 14, с. 283.
37. Tabor W. J., Chen F. S. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 2760.
38. Четкин М. В., Щербakov Ю. И. — ФТТ, 1969, т. 11, с. 1620.
39. Tabor W. J., Anderson A. W., Van Uterl L. G. — J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 3018.
40. Четкин М. В., Щербakov Ю. И., Червоненкис А. Я. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 1041.
41. Kahn F. J., Pershan P. S., Remeika J. P. — Phys. Rev., 1969, v. 186, p. 891.
42. Писарев Р. В. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 1421.
43. Четкин М. В., Дидосян Ю. С., Ахуткина А. И., Червоненкис А. Я. — Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 519.
44. Четкин М. В., Дидосян Ю. С., Ахуткина А. И. — ФТТ, 1971, т. 13, с. 3414.
45. Chetkin M. V., Didosjan Yu. S., Akhutkina A. J. — IEEE Trans. Magn., 1971, v. MAG-7, p. 401.
46. Kurtzig A. J., Shockley W. J. — J. Appl. Phys., 1968, v. 39, p. 5619.
47. Четкин М. В., Дидосян Ю. С. — ФТТ, 1973, т. 15, с. 1247.
48. Chetkin M. V., Didosjan Yu. S. — Laser and Unconv. Opt. J., 1973, v. 44, p. 12.
49. Mezrich R. S. — IEEE Trans. Magn., 1970, v. MAG-6, p. 537.
50. Haskal H. M. — Ibidem, p. 542.
51. Tsang C. H., White R. L. — AIP. Conf. Proc., 1975, v. 24, p. 749.
52. Tsang C. H., White R. L., White R. M. — Ibidem., 1976, v. 29, p. 552.
53. а) Tsang C. H., White R. L., White R. M. — J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 6052.
б) Tsang C. H., White R. L. — Ibidem, p. 6062.
54. Бобек А. Н. In: Ferrites: Proc. of Intern. Conference — Tokyo: Univ. Tokyo Press, 1971, p. 361.
55. Бобек Э., Делла Торре Ж. Цилиндрические магнитные домены. — М.: Энергия, 1977.
56. Callen H., Josephs R. M. — J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 1977.
57. Humphrey F. B. — IEEE Trans. Magn. 1975, v. MAG-11, p. 1679.
58. Konishi S., Kawamoto T., Wada M. — Ibidem, 1974, v. MAG-10, p. 642.
59. Konishi S., Miyama T., Ikeda K. — Appl. Phys. Lett., 1975, v. 22, p. 258.
60. Lee E. W., Callaby D. R. — Nature, 1958, v. 182, p. 254.
61. Четкин М. В., Шалыгин А. Н. Де ла Кампа А. а) ФТТ, 1977, т. 19, с. 3470; б) ПТЭ, 1980, № 1, с. 207.
62. Четкин М. В., Де ла Кампа А. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 168.
63. Четкин М. В., Ахуткина А. И. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 761.
64. Четкин М. В., Ахуткина А. И., Ермилова Н. Н., Кузьменко А. П., Дидосян Ю. С. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 2206.
65. Kryder M. H., Humphrey F. B. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 2469.
66. Humphrey F. B. — IEEE Trans. Magn., 1975, v. MAG-11, p. 1679.
67. Vella-Coleiro G. P. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, p. 3287.
68. Vella-Coleiro G. P. — Nelson T. I. — Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, p. 397.
69. Дудоров В. Н., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. — УФН, 1977, т. 122, с. 253.
70. Иванов Л. П., Логгинов А. С., Рандошкин В. В., Телеснин Р. В. — Письма ЖЭТФ, 1977, т. 23, с. 627.
71. Rossol F. C. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, p. 1082.
72. Ikuta T., Shimizu R. — J. Phys. Ser. D. 1974, v. 7, p. 726.
73. Четкин М. В., Бынзаров Ж. И., Гадецкий С. Н., Щербakov Ю. И. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1898.
74. Четкин М. В., Гадецкий С. Н., Ахуткина А. И. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 373.
75. Chetkin M. V., Akhutkina A. I., Kuzmenko A. P. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, p. 7864.
76. Четкин М. В., Кузьменко А. П., Гадецкий С. Н., Филатов В. Н., Ахуткина А. И. — Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 223.
77. Четкин М. В., Гадецкий А. П., Кузьменко А. П., Ахуткина А. И. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 1411.
Четкин М. В., Гадецкий С. Н., Кузьменко А. П., Филатов В. Н. — ПТЭ, 1984, № 3, с. 196.
78. Shipman I. O. — Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 3.
79. Rossol F. C. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 1021.
80. Залесский А. В., Кривенко В. Г., Балбашов А. М. — ФТТ, 1981, т. 23, с. 3459.
81. Huang H. L. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 432.

82. Shumate R. W.— J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 5770.
83. Rosenzweig A.— Ibidem, v. 42, p. 5773.
84. Goryun E. M., Hagedorn F. B.— Ibidem. 1968, v. 39, p. 88.
85. Hagedorn F. B.— AIP Conf. Proc., 1972, v. 5, p. 72.
86. Гришмановский А. Н., Леманов В. В., Смоленский Г. А., Балашов А. М., Червоненкис А. Я.— ФТТ, 1974, т. 16, с. 1426.
87. Gorodetsky G., Luthi B.— Phys. Rev., 1974, v. 82, p. 3688.
88. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 14, с. 226.
89. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 853; ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 1509.
90. Звездин А. К.— Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 605.
91. Елеонский В. М., Кирова Н. Н., Кулагин Н. Е.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 321; 1981, т. 80, с. 357.
92. Ким П. Д., Хван Д. Ч.— ФТТ, 1982, т. 24, с. 2300.
Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Ким П. Д., Сукстанский А. Л., Хван Д. Ч.— В кн.: Тезисы Всесоюзной конференции по физике магнитных явлений. Тула, 1983, т. 2, с. 60.
93. Четкин М. В., Щербаков Ю. И., Гадецкий С. Н., Терещенко В. Д. Препринт физического факультета МГУ № 10/1984.— Москва, 1984; ЖТФ, 1985, т. 55, с. 207.
94. Jantz W., Sandercock J. R., Wettling W. J.— Phys. Ser. C, 1976, v. 9, p. 2229.
95. Андреев А. Ф., Марченко В. И.— УФН, 1980, т. 130, с. 39.
96. Каганов М. И., Цукерник В. М.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 106.
Туров Е. А., Ирхин Ю. П.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1958, т. 22, с. 1168.
97. Боголюбов Н. Н., Тябликов С. В.— ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 251.
98. Боровик-Романов А. С.— В кн.: Антиферромагнетизм: Итоги науки.— М.: ВИНТИ, 1962, т. 4, с. 7.
99. Bogovik-Romanov A. S., Kreines N. M.— Phys. Rept., 1982, v. 81, p. 351.
100. White R. M., Nemanich R. J., Herring C.— Phys. Rev. Ser. B, 1982, v. 25, p. 1822.
101. Крафтмахер Г. А., Мериакри В. В., Червоненкис А. Я., Щеголов В. И.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 1353.
102. Абызов А. С., Иванов Б. А.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1700.
103. Зуев А. В., Иванов Б. А.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 3.
104. Bar'yakhtar V. G., Bar'yakhtar I. V., Ivanov B. A., Sukstansky A. L. A Kinetic Equation for Kink-type Solitons: Preprint of Institute of Theoretical Physics Academy of the Sciences of Ukrainian SSR ITP-82-166E.— Kiev, 1983.
105. Барьяхтар И. В., Иванов Б. А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике: Препринт ИТФ АН УССР, ИТФ-83-111Р.— Киев, 1983.
106. Барьяхтар В. Г.— В кн.: Проблемы современной теоретической физики.— Киев, Наукова думка, 1983, с. 57; ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 1051.
107. Четкин М. В., Ахуткина А. И., Ермилова Н. Н., Кондратюк Д. И.— ФТТ, 1980, т. 22, с. 1849.
108. Зуев А. В., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л.— ФНТ, 1982, т. 8, с. 1190.
109. Зуев А. В., Иванов Б. А.— ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1679.
110. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 2180.
111. Звездин А. К., Попков А. Ф.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 1334.
112. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 85.
113. Иванов Б. А., Лапченко В. Ф., Сукстанский А. Л.— ФТТ, 1983, т. 25, с. 3061.
114. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Ким П. Д., Сукстанский А. Л., Хван Д. Ч.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 35.
115. Барьяхтар И. В., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1497.
116. Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике.— М.: Физматгиз, 1962.
Ахлезер А. И., Пелетминский С. В. Методы статистической физики.— М.: Наука, 1977.
117. Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф. Препринт ФИАН СССР № 108.— Москва, 1982.
118. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний.— М.: Физматгиз, 1959.
119. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А.— ФММ, 1973, т. 36, с. 690.

120. Chetkin W. V., Gadetsky S. N., Filatov V. N., Kuzmenko A. P., Kiryushin A. V.— In: Intermag — 1983.— Philadelphia, 1983, EB-8.
121. Suzuki T., Gal L., Maekawa E.— Japan J. Appl. Phys., 1980, v. 19, p. 627;
Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, с. 22.
Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А.,— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 1006.
122. Четкин М. В., Гадецкий С. Н.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 260.
123. Иванов Б. А., Оксюк Г. К. Нелинейная динамика антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом: Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-84-8Р.— Киев, 1984.
124. Звездин А. К., Попков А. Ф.— Письма ЖТФ, 1984, т. 10, с. 449.
125. Сукстанский А. Л.— ЖТФ, 1984, т. 54, с. 1204.