

06; 09

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ И ИЗМЕНЕНИЯ ПЕРИОДА ДОМЕНОВ В ОДНООСНЫХ ПЛЕНКАХ ГРАНАТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ

*В. К. Власко-Власов, А. Ф. Хапиков*

С помощью дифракционной методики изучена кинетика переориентации доменных границ в одноосных пленках феррогранатов под действием планарного переменного поля. Обнаружены и исследованы изменения периода доменной структуры в высокочастотных полях. Уменьшение периода  $d$  доменной структуры с амплитудой поля  $h_0$  оказывается более сильным, чем в постоянном планарном поле той же величины, а при частотах выше 4 МГц зависимость  $d(h_0)$  вообще становится немонотонной. Эффекты связываются с нелинейными динамическими преобразованиями структуры доменных границ. Образование решетки перпендикулярных полю границ рассматривается как возникновение диссипативной структуры при сильном возбуждении системы.

В последнее время становится все более очевидно, что динамический отклик магнетика на переменное поле даже сравнительно малой амплитуды является существенно нелинейным. Это, в частности, проявляется в особенностях поведения доменной структуры (ДС) под действием высокочастотной накачки. Например, в переменном поле, величина которого много меньше поля анизотропии, изменяется период ДС [1], возникает периодическая генерация доменных границ [2], инициируются процессы непрерывного зарождения блоховских линий [3].

Недавно было обнаружено явление переориентации доменных границ в ЦМД пленках под действием нормальных к легкой оси полей ( $h$ ) мегагерцевого диапазона частот [4]. Явление заключается в последовательном, по мере роста амплитуды поля, выстраивании доменных границ перпендикулярно, а затем параллельно поляризации  $h$ . На основе изучения индукционного сигнала от образцов при наличии наряду с переменным постоянных подмагничивающих полей эффект переориентации удалось связать с нелинейными возмущениями структуры границ, приводящими к генерации блоховских линий [4].

Трудности в решении нелинейных уравнений динамики намагниченности не позволяют пока получить строгое теоретическое описание перечисленных эффектов. Тем важнее для понимания природы динамических преобразований ДС становится их подробный экспериментальный анализ.

В настоящей работе с помощью дифракционной методики исследованы особенности кинетики и временные характеристики процессов динамической переориентации доменных границ. Кроме того, обнаружены изменения периода доменной структуры  $2d$  ЦМД пленок в переменном поле. Измерены зависимости  $2d$  от частоты  $f$  и амплитуды  $h_0$  поля. При этом оказалось, что изменения  $2d$  больше вариаций периода в постоянных полях той же величины и направления, а в определенных интервалах ( $f, h_0$ ) зависимости  $2d(f)$  и  $2d(h_0)$  показывают существенно немонотонный ход. Сравнение с данными, полученными на пластинках многоосных феррогранатов, выявляет качественную общность динамических изменений периода доменной структуры в кристаллах с различной анизотропией и свидетельствует об их общей нелинейной природе.

Исследования проводились на пленке  $(\text{Y}\text{Yb}\text{Gd})_3(\text{Fe}\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ , выращенной жидкофазной эпитаксией на (111) подложке из гадолиний-галлиевого граната. Намагниченность насыщения пленки  $4\pi M = 186.5$  Гс, поле анизотропии  $H_A = 190$  Э, характеристическая длина  $l = 0.25$  мкм, толщина  $c = 25$  мкм. Переменное поле в плоскости пленки создавалось соленоидальной катушкой, имеющей просвет для наблюдения ДС. Температура образца автоматически стабилизировалась путем продувания паров азота с регулируемым подогревом. Наблюдения ДС проводились в поляризационном микроскопе с использованием эффекта Фарадея. Источником света служил непрерывный гелий-неоновый лазер ЛГ-38 или импульсный лазер на красителе (родамин 6Ж) с накачкой от азотного лазера ЛГ-21. Дифракция на ДС наблюдалась при небольшой расфокусировке микроскопа.

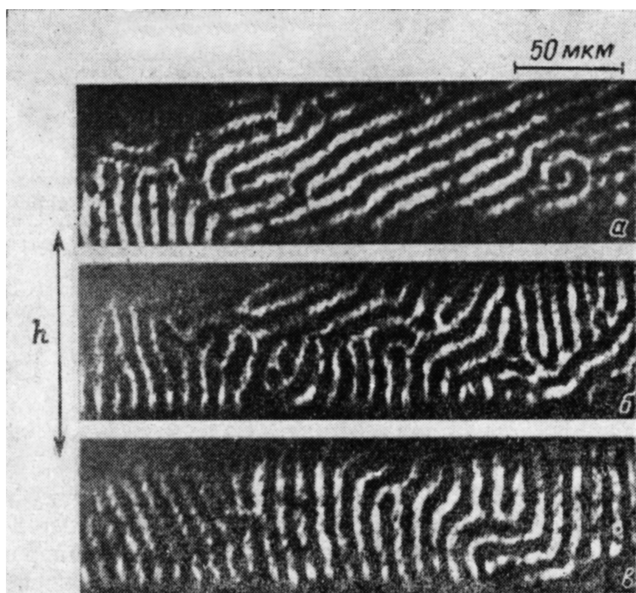


Рис. 1. Переориентация доменных границ от перпендикулярного к параллельному направлению ( $f = 10$  МГц).

*a* — возникновение разрывов и локальных изгибов доменов ( $h_0 = 27.7$  Э), *б* — формирование блоков доменов с ДГ //  $h$  ( $h_0 = 28.7$  Э), *в* — разрастание блоков доменов с ДГ //  $h$  ( $h_0 = 33.1$  Э).

Известно, что система полосовых доменов представляет для поляризованного света фазовую дифракционную решетку, формирующую в плоскости изображения последовательность рефлексов, положение которых определяется периодом ДС и ориентацией доменных границ, а интенсивность изменяется обратно пропорционально квадрату порядка дифракции. При этом в четных рефлексах (включая нулевой) свет поляризован вдоль, а в нечетных ортогонально поляризации падающего пучка. Поэтому если поляризаторы микроскопа скрещены, а противоположно намагниченные домены имеют одинаковую ширину, то видны только нечетные рефлексы. В случае полосовой ДС все они располагаются на одной прямой и расстояние между ними обратно пропорционально периоду ДС. В эксперименте измерялось расстояние между первыми ( $N = \pm 1$ ) дифракционными максимумами  $s$  (рис. 1, *a*), на основе которого вычислялся  $2\bar{d}$  (коэффициент пропорциональности определялся по значениям  $s_0$  и  $d_0$  в отсутствие поля). При наличии изгибов доменных границ форма рефлексов искажается и по характеру искажения можно судить о форме и количестве изогнутых участков ДГ. Если в кристалле присутствуют блоки полосовых доменов различной ориентации, то появляется система рефлексов по разным направлениям. Их интенсивности пропорциональны объемной доле доменов

соответствующих направлений. На основе фотометрирования интенсивности различных рефлексов (выделяя нужные точки с помощью микродиафрагмы в плоскости изображения) изучались временные характеристики процессов переориентации ДГ.

### Результаты эксперимента

В соответствии с обнаруженным ранее [4] из исходной лабиринтной структуры при увеличении амплитуды переменного поля, ориентированного в плоскости пленки, сначала образуется решетка перпендикулярных поляризации

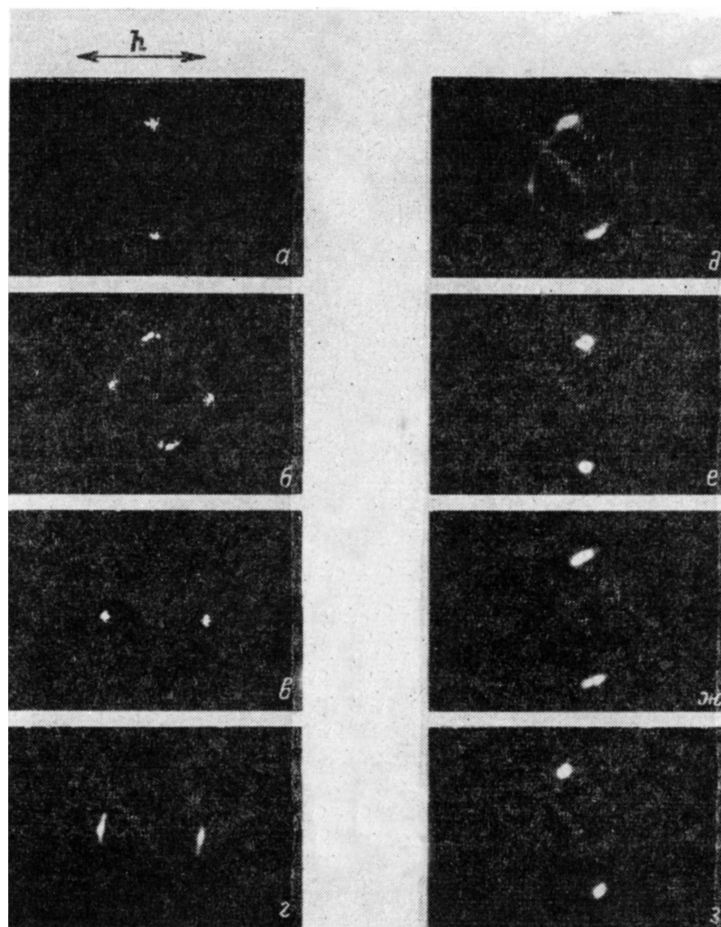


Рис. 2. Картина дифракции света ( $\lambda=0.63$  мкм) на доменной структуре при различных значениях  $h_0$  ( $f=8$  МГц).

$h_0$ , Э: а — 0, б — 12.9, в — 14.8, г — 19.0, д — 21.6, е — 26.2, ж — 39.8, з — 48.2.

$h$  полосовых доменов, а затем доменные границы выстраиваются вдоль поля. В лабиринтной структуре присутствуют блоки доменов с параллельными друг другу границами. Переход от лабиринтной ДС к решетке нормальных полю полосовых доменов осуществляется за счет разрастания блоков доменов с границами, перпендикулярными  $h$ , в широком диапазоне амплитуд поля. Переход от нормальной к параллельной полю ориентации границ при  $f < 3.5$  МГц происходит довольно резко по достижении критической амплитуды, а при более высоких частотах в некотором интервале  $h_0$ . В этом интервале  $h_0$  изображение ДС в непрерывном свете оказывается размытым. Применение импульсной подсветки (длительность лазерного импульса  $\sim 8$  нс) и дифракционной методики

позволило детализировать процесс образования решетки ДГ  $\parallel h$ . Этот процесс начинается с разрыва некоторых доменов, нормальных полю. Разрывы происходят хаотически в различных точках образца. Вблизи образовавшихся концов доменов соседние границы изгибаются и эти изгибы вместе с оборванным концом домена скачкообразно смещаются вдоль существующей решетки границ (рис. 1, а). Затем из участков границ, параллельных  $h$ , собираются блоки (рис. 1, б), которые, смещаясь по кристаллу как целое и разрастаясь, приводят к образованию решетки доменов, ориентированных по полю (рис. 1, в).

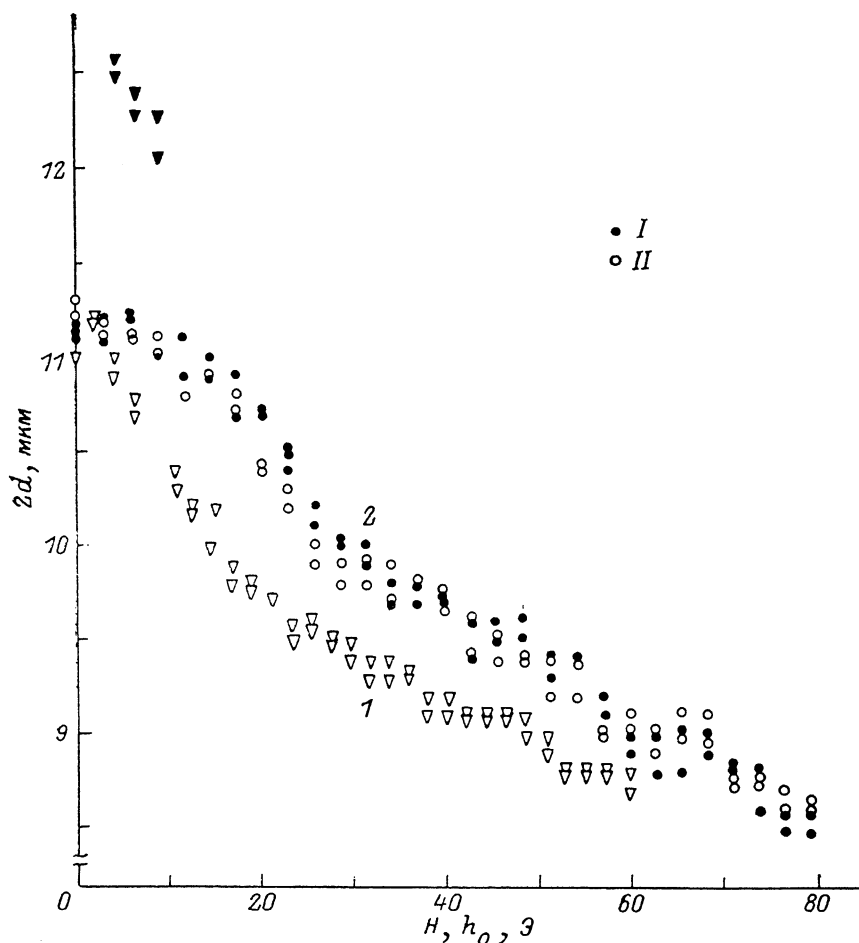


Рис. 3. Зависимость периода доменной структуры от амплитуды  $h_0$  переменного (I) и величины  $H$  постоянного (2) магнитного полей в плоскости пленки.

I — при увеличении  $H$ , II — при уменьшении.

На дифракционной картине описанные особенности процессов переориентации границ проявляются в азимутальном расплывании исходных и образовании новых рефлексов, а также в изменении их интенсивности. Типичные дифракционные картины показаны на рис. 2. Рис. 2, а соответствует исходной полосовой ДС (а не лабиринтной) с границами, лежащими вдоль поляризации переменного поля. Такая структура получается после намагничивания образца близким к насыщающему постоянным полем в плоскости. В переменном поле, вызывающем выстраивание доменов перпендикулярно  $h$ , как видно из рис. 2, б, исходные рефлексы вытягиваются по направлению поля и, кроме того, появляется пара новых дифракционных максимумов вдоль  $h$ . Это отвечает возникновению изгибов границ и формированию блоков полосовых доменов, нормальных  $h$ . Затем с увеличением  $h_0$  рост таких блоков, которому отвечает перекачка интен-

сивности из исходных рефлексов в новые, приводит к образованию полосовой ДС, где все границы лежат поперек поля, т. е. остается лишь пара рефлексов, ортогональных к исходным (рис. 2, *з*).

В процессе перехода к параллельной полю ориентации доменные границы сначала начинают локально изгибаться на небольшие углы. Возникновению изгибной неустойчивости отвечает растягивание рефлексов в полоски (рис. 2, *з*). Затем, как это описывалось выше, появляются разрывы доменов и сильно изогнутые участки ДГ, приводящие к возникновению дополнительной пары рефлексов (рис. 2, *д*).

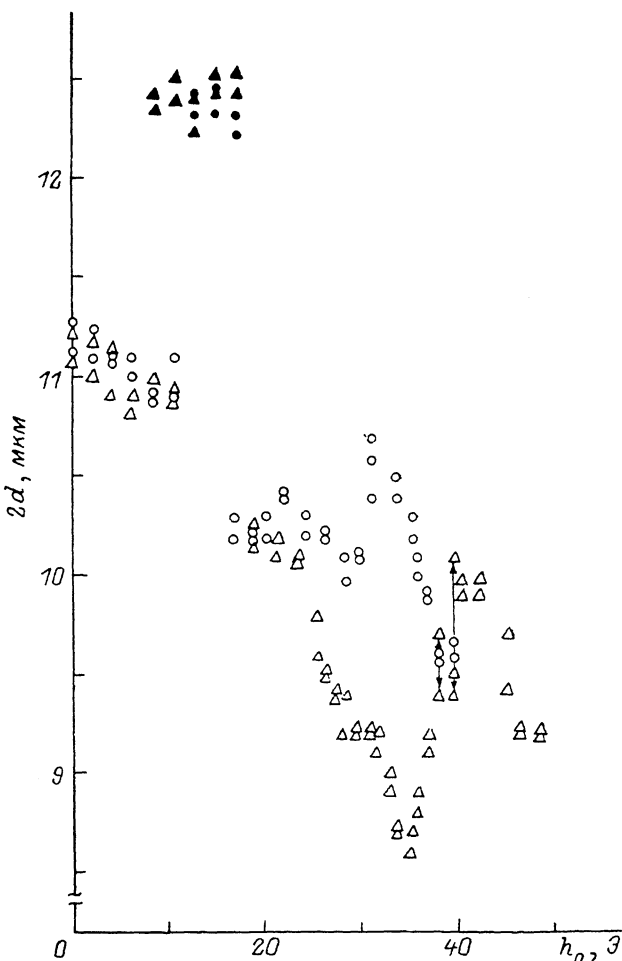


Рис. 4. Вариации периода доменной структуры с амплитудой поля при  $f > 4$  МГц.

С помощью измерения колебаний интенсивности света в различных точках дифракционной картины были определены времена процессов переориентации. Оказалось, что хаотические изменения интенсивности, отвечающие как возникновению, так и смещению вновь образующихся блоков доменов, имеют характерный масштаб от десятков до сотен миллисекунд. Таким образом, изменения доменной структуры происходят за времена, более чем на 4—5 порядков превышающие период возбуждающего поля.

Дальнейшее возрастание амплитуды переменного поля приводит к выстраиванию всех ДГ параллельно направлению  $h$  (рис. 2, *е*). Отметим, что увеличение размера рефлексов по сравнению со статической ситуацией (рис. 2, *а*) отвечает наличию как небольших изгибных колебаний ДГ, так и малых колебаний размера доменов. При еще больших амплитудах возбуждающего поля решетка полосовых доменов устанавливается под небольшим углом (до  $10^\circ$ ) (который за-

висит от  $f$  и  $h_0$  к направлению  $h$  (рис. 2, а). При переходе к этому новому направлению в некоторой области амплитуд поля ориентация ДГ оказывается неустойчивой. Она колеблется между старым направлением ( $\parallel h$ ) и новым с характерными временами порядка десятков миллисекунд (рис. 2, ж) в макрообластях размером в сотни микрон.

Непосредственное наблюдение за преобразованиями дифракционной картины позволило установить, что под действием планарного поля изменяется не только ориентация, но и период ДС. Были измерены зависимости периода ДС (обратно пропорционального расстоянию между дифракционными максимумами) от амплитуды и частоты переменного поля. При этом ход зависимостей периода решетки доменов от  $h_0$  оказался существенно различным при частотах ниже и выше 4 МГц. Указанные различия выявляются при сравнении рис. 3 и 4. Кривая 1 на рис. 3 представляет изменения периода ДС  $2d$  при вариации  $h_0$  для  $f=2.5$  МГц. Зависимость получена при исходной полосовой ДС с ДГ  $\parallel h$ . Видно,

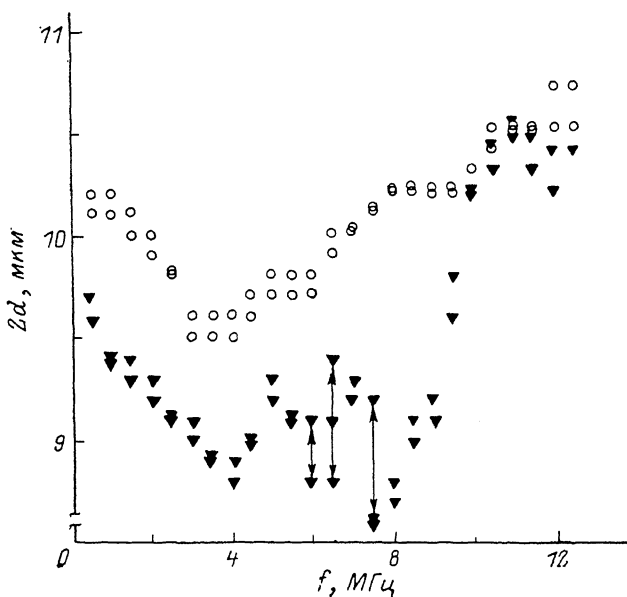


Рис. 5. Зависимость периода ДС от частоты переменного поля в плоскости пленки.

что ширина параллельных полю доменов монотонно уменьшается с ростом  $h_0$  (светлые треугольники). Черные треугольники в диапазоне  $h_0=5-10$  Э, выпадающие из общего хода кривой, отвечают переориентации границ к нормальному полю направлению. Наблюдаемое увеличение периода ДС в случае, когда границы ориентированы поперек поля, объясняется ростом их поверхностной энергии из-за наличия орторомбической анизотропии в плоскости образца. На рис. 3 приведена также зависимость периода ДС от величины постоянного поля в плоскости<sup>1</sup> (кривая 2), которая согласуется с аналогичными статическими измерениями в других ЦМД пленках [9, 10]. Примечательно, что динамические изменения  $2d$  заметно превышают его вариации в постоянном поле той же величины.

Качественные изменения зависимости  $2d(h_0)$  возникают при частотах внешнего поля  $f > 4$  МГц. В этом случае при достаточно больших амплитудах поля период ДС претерпевает немонотонные изменения, причем положение и размах соответствующих особенностей  $2d(h_0)$  зависят от частоты поля. На рис. 4 приведены кривые для  $f=8$  (треугольники) и 11 МГц (кружки). Черными треугольниками и кружками при  $h_0=10-18$  Э отмечены (как и на рис. 3) изменения  $2d$  при перпендикулярной ориентации ДГ. Вертикальными линиями (при  $h_0 \sim 40$  Э) на рис. 4 выделены скачкообразные изменения периода, возникаю-

<sup>1</sup> Период в постоянном поле измерялся после приложения дополнительного переменного поля уменьшающейся амплитуды вдоль легкой оси.

ции при небольших крупномасштабных изгибах решетки доменов в достаточно сильных полях (ср. рис. 2, *е, ж, з*).

Наблюдаемые аномалии изменений периода ДС при высоких частотах соответствуют небольшим отклонениям границ от направления  $h$ . Отметим, что в статической ситуации аналогичные изменения ориентации границ приводят к существенно меньшим вариациям  $2d$ . Таким образом, переменное поле приводит к появлению дополнительной анизотропии в плоскости пленки.

На рис. 5 приведены типичные частотные зависимости периода ДС от частоты возбуждающего поля при постоянных значениях  $h_0$  ( $h_0 = 23.3$  (кружки) и  $33.8$  Э (треугольники)). Ход зависимостей также оказывается немонотонным. Причем на частоте  $f = 4$  МГц на кривых имеется минимум. Это коррелирует с наблюдаемым изменением вида кривых  $2d(h_0)$  при частотах выше и ниже 4 МГц.

### Обсуждение результатов

Влияние переменного поля на доменную структуру ферромагнетиков обсуждалось в [5, 6]. Было показано [6], что возбуждаемая внешней накачкой прецессия намагниченности в доменах изменяет их среднюю (по времени) энергию, причем величина изменений зависит от ориентации доменных границ относительно поляризации поля. Подобная анизотропия для средней энергии решетки полосовых доменов, варьирующаяся с частотой и амплитудой поля, оказывается наиболее существенной на частотах естественного ферромагнитного резонанса  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . В ЦМД пленках действительно наблюдалось выстраивание доменов вдоль переменного поля при  $\omega_1 = \gamma H_A$  [7] и в поперечном направлении при  $\omega_2 = \gamma \sqrt{H_A(H_A + 4\pi M_s)}$  [8] в соответствии с предсказаниями [5] (здесь  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $H_A = 2K/M_s$  — поле анизотропии). Сразу отметим, что исследуемый в настоящей работе эффект отличается от наблюдавшегося в [7, 8], поскольку решетка доменов дважды переориентируется по мере возрастания амплитуды поля, частота которого сравнительно невелика.

Вообще говоря, рассмотрение усредненной по времени энергии  $\langle E \rangle$  для анализа динамического поведения ДС, как отмечалось в [6], некорректно. Определяющей в переменном поле является не  $\langle E \rangle$ , а эффективная энергия магнетика  $E_{эф}$ , получаемая при усреднении непосредственно уравнений движения. Такое усреднение удалось провести лишь в случае высоких частот, когда имеется малый параметр  $\gamma h_0/\omega$ , задающий величину быстрых колебаний намагниченности относительно средних значений. Оказывается [6], что выражения для  $\langle E \rangle$  и  $E_{эф}$  для систем в быстроосциллирующем поле могут отличаться лишь коэффициентом. Этим объясняется правильность предсказания эффектов переориентации границ в СВЧ диапазоне в рамках теории [5], апеллирующей к средней энергии. При низких же частотах рассмотрение  $\langle E \rangle$  в качестве эффективного потенциала вообще не оправдано. Корректный расчет [6], проведенный с учетом в уравнениях Ландау—Лифшица квадратичных по малому параметру членов, показал, что в переменном поле изменяется не только энергия доменов, но и эффективная энергия границ  $\sigma_{эф}$  и появляется анизотропия, связанная с зависимостью  $\sigma_{эф}$  от ориентации границ относительно поля.

В настоящей работе частоты возбуждающего поля лежат существенно ниже  $f_{ФМР}$ , так что развитая в [6] теория оказывается неприменимой. Однако можно качественно проанализировать изменения эффективной энергии доменов и доменных границ для объяснения наблюдаемых в нашем случае перестроек ДС.

Как было установлено ранее [4], в доменных границах, параллельных поляризации переменного поля, уже при амплитудах  $h_0$ , много меньших полей переориентации, возникает генерация блоховских линий. Усиление этого процесса с ростом  $h_0$  должно увеличивать эффективную энергию доменных границ, что может служить причиной их ориентирования поперек поля, так как в нормальных полю границах зарождения и движения линий не происходит. Однако уменьшение связанных с генерацией линий потерь при выстраивании ДГ  $\perp h$  определяет выгоду подобной переориентации с точки зрения теории неравновесных процессов.

На основе анализа представленных на рис. 3 динамических изменений размера доменов можно выбрать один из рассматриваемых механизмов. Известно, что уменьшение периода ДС в постоянном планарном поле связано с опережающим уменьшением энергии границ по сравнению с энергией размагничивающего поля в доменах [9]. В переменном поле ширина доменов также уменьшается, что свидетельствует об уменьшении эффективной энергии границ. Однако при выстраивании  $\perp$   $h$  домены заметно уширяются, т. е. эффективная энергия границ, нормальных полю, выше, чем параллельных. Следовательно, динамическая переориентация границ к перпендикулярному полю направлению в большей степени определяется диссипативными потерями, связанными с генерацией БЛ в продольных участках ДГ, чем изменениями эффективной энергии границ. Представляется, что в этом случае образование решетки перпендикулярных полю ДГ можно рассматривать как возникновение диссипативной структуры в условиях сильного отклонения распределения намагниченности в границах от равновесного при накачке переменным полем.

Отметим, что важная роль процессов, приводящих к генерации блоховских линий, в эффекте переориентации подтверждается наблюдением перетяжек и обрывов полосовых доменов в начале перехода от параллельной к перпендикулярной полю решетке доменов. Поскольку планарное поле не должно смещать доменные границы, то эти особенности следует отнести к действию гиротропных сил, связанных с рождением и движением БЛ под действием  $h$ .

Ориентирование границ вдоль поля при достаточно больших  $h$  можно связать с уменьшением их эффективной энергии за счет зеemannовского вклада, который имеет наибольшее отрицательное значение в ДГ  $\parallel h$ , если они большую часть периода поляризованы по полю. Рост размера доменов при небольшом отклонении ДГ от направления  $h$  (рис. 4) подтверждает, что эффективная энергия параллельных полю границ минимальна.

Анализируя возможные изменения эффективной энергии границ  $\sigma_{\text{эф}}$  и доменов, можно также понять, почему изменения периода ДС в переменном поле оказываются больше, чем в случае постоянного планарного (рис. 2). Поскольку доменные стенки быстро перемагничиваются в переменном поле за счет зарождения и смещения блоховских линий, то их  $\sigma_{\text{эф}}$  меньше, чем в отсутствие  $h$ , и, по-видимому, близка к энергии границ в постоянном поле такой же величины. В то же время эффективная магнитоэлектронная энергия ДС должна быть больше, чем при наличии постоянного поля, так как в переменном поле больше средняя (за период) нормальная поверхность компонента намагниченности в доменах. В результате размер доменов в переменном планарном поле становится меньше, чем в постоянном.

Подобные качественные рассуждения не объясняют наблюдаемого в переменном поле увеличения анизотропии в плоскости пленки, проявляющегося в усилении зависимости размеров доменов от их ориентации при наличии  $h$ . Такая анизотропия может появляться под действием высокочастотной накачки, что подтверждают расчеты для  $f > f_{\text{фнр}}$  [6]. Не исключено, что наводимая полем эффективная анизотропия определяет небольшой поворот границ от направления  $h$ , выявляемый при больших амплитудах поля.

В заключение отметим, что для строгого объяснения особенностей динамического поведения ДС (в частности, для анализа непонятных пока причин немонотонностей на кривых  $2d(h_0)$  и  $2d(f)$ ), подобных наблюдаемым в массивных монокристаллах гранатов [1, 2], необходимо дальнейшее обобщение существующих теоретических методов изучения динамики осциллирующих систем на случай немалых быстрых переменных.

#### Литература

- [1] Власко-Власов В. К., Успенская Л. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 5. С. 1755—1768.
- [2] Власко-Власов В. К., Успенская Л. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 4. С. 1483—1495.
- [3] Никитенко В. И., Дедух Л. М., Горнаков В. С., Кабанов Ю. П. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 3. С. 152—156.
- [4] Власко-Власов В. К., Хапиков А. Ф. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 4. С. 1508—1516.
- [5] Schlömann E. // IEEE Trans. Magn. 1975. Vol. 11. N 4. P. 1054—1056.



- [6] Елеонский В. М., Звездин А. К., Редько В. Г. // ФММ. 1977. Т. 43. Вып. 1. С. 7—14.  
[7] Dötsch H., Schmitt H. J., Müller J. // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 23. N 11. P. 639—641.  
[8] Медников А. М., Ольховский С. И., Редько В. Г. и др. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 4. С. 1195—1197.  
[9] Johansen T. R., Norman D. I., Torok E. F. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 4. P. 1715—1716.  
[10] Гуревич В. А., Моносов Я. А. // ФТТ. 1976. Т. 18. Вып. 10. С. 2897—2906.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка Московской обл.

Поступило в Редакцию  
5 мая 1988 г.