

05;12

## Влияние ориентации поверхностей кристаллов Fe–3% Si относительно кристаллографических осей на динамическое поведение доменной структуры и магнитные потери во вращающихся магнитных полях

© В.Ф. Тиунов, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН,  
620219 Екатеринбург, Россия  
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 23 января 2007 г.)

Экспериментально исследована доменная структура и ее динамическая перестройка во вращающихся магнитных полях на монокристаллических пластинах с поверхностью, отклоненной от кристаллографической плоскости (110) на некоторый угол  $\beta$ , в широкой области индукций (до 1.7 Т). Установлены диапазоны индукции, в которых динамическое поведение доменной структуры имеет свои особенности. Так, до индукций 0.5 Т перемагничивание образца происходит за счет изменения основной доменной структуры. В области больших индукций (примерно до 1.4 Т) наблюдается сильное динамическое дробление основной структуры. При еще больших индукциях все перемагничивание образца осуществляется за счет роста замыкающей структуры, локализованной при отсутствии магнитного поля у краев образца. Полученные закономерности позволили подтвердить высказанные ранее соображения о поведении магнитных потерь.

PACS: 75.60.-d, 75.40.Gb

### Введение

Одной из важнейших характеристик таких магнитно-мягких материалов, как железокремнистые стали с достаточно острой госсовской текстурой, является мощность магнитных потерь. Начиная с классической работы Вильямса, Шокли и Киттеля [1], было не только установлено существенное влияние на генезис магнитных потерь доменной структуры (ДС) и ее динамического поведения, но и фактически на этой основе были созданы новые технологии получения современных сталей (подробности см., например, в [2,3]). Однако эти успехи были достигнуты для ситуации, когда перемагничивание образцов осуществляется в линейно-поляризованном поле. Именно такая ситуация реализуется, например, при работе силовых трансформаторов. Выявление природы магнитных потерь в листовой электротехнической стали, используемой для изготовления магнитопроводов электрических машин, работающих во вращающихся магнитных полях, также представляет несомненный практический интерес. В этом случае поведение потерь, например, в зависимости от индукции существенно отличается от упомянутого выше случая линейно-поляризованного поля. В настоящее время установлено [4], что уровень рассматриваемых потерь и их изменение с ростом индукции также в значительной мере определяются особенностями динамического поведения ДС образцов. Однако из-за сложностей теоретического и экспериментального исследования динамического поведения доменных структур во вращающихся магнитных полях соответствующие исследования только теперь начинают выходить на тот же уровень, что и исследования, проводимые для линейно-поляризованного поля. Прежде

всего прогресс достигнут в экспериментальном исследовании динамической перестройки ДС. Так, в [4–7] был обнаружен ряд особенностей динамического поведения доменной структуры, учет которых позволил качественно объяснить наблюдаемые закономерности изменения магнитных потерь образцов в широком интервале изменения индукции.

Было показано, что при невысоких значениях индукции ( $B < 1.2$  Т) величина магнитных потерь исследованных образцов связана, главным образом, со смещением 180-градусных границ полосовой доменной структуры. Ее вклад в потери по мере индукции постепенно падает, и их значение определяется в основном смещением границ замыкающей доменной структуры. При  $B > 1.4–1.6$  Т значение магнитных потерь связано исключительно с изменением размеров замыкающей доменной структуры исследованных образцов.

Отметим, что в работах [4–6] исследования проведены на монокристаллических дисках с поверхностью, точно совпадающей с кристаллографической плоскостью (110). Однако еще исследования в режиме линейно-поляризованного поля позволили сделать весьма важный вывод о том, что малые отклонения (на угол  $\beta$ ) поверхности образца от кристаллографической плоскости (100) весьма благоприятно сказываются на магнитных потерях (см., например, [8]). Аналогично в [7] на монокристаллах Fe–3% Si с небольшим  $\beta \approx 1.5^\circ$  во вращающихся полях был выявлен уровень магнитных потерь (меньший по сравнению с их значением), наблюдаемых на образцах с  $\beta = 0$ . Существенно, что подобное соотношение потерь наблюдалось во всем интервале исследованных индукций вплоть до 1.7 Т. Поскольку наблюдения доменной структуры в [7] не проводились,

то можно предположить, что отмеченное различие потерь на исследованных монокристаллах обусловлено, вероятнее всего, различием средней ширины доменов не только полосовой, но и замыкающей ДС. Для доказательства этих утверждений необходимы дополнительные исследования доменной структуры образцов с  $\beta > 0$ .

Целью настоящей работы являлось детальное исследование особенностей динамики доменной структуры таких образцов, перематываемых во вращающихся магнитных полях в широком интервале изменения индукции и влияния выявленных особенностей поведения на уровень магнитных потерь исследованных монокристаллов.

## Методика эксперимента

Все измерения проводились на монокристалльном диске Fe–3%Si диаметром 18.0 и толщиной 0.25 mm. Плоскость образца была отклонена от поверхности типа (110) на угол  $\beta \approx 2.5^\circ$ . После вырезки электроискровым способом из большого кристаллита образец шлифовался и полировался алмазными пастами. Для снятия механических напряжений образец отжигался в вакууме при  $1000^\circ\text{C}$  в течение 2 часов. Его доменная структура выявлялась с помощью меридионального эффекта Керра и регистрировалась с помощью цифрового фотоаппарата. Время экспозиции каждого кадра составляло порядка  $8.0 \mu\text{s}$  и определялось исключительно длительностью вспышки используемой в работе импульсной осветительной лампы. Ее работа синхронизировалась изменением магнитного поля в электромагнитах, с помощью которых создавалось вращающееся магнитное поле. Подробно методика получения вращающегося поля и методы его измерения изложена в работе [9]. Используемая система синхронизации позволяла регистрировать вид доменной структуры образца при любом наперед заданном направлении магнитного поля, отсчитываемого от проекции одного из противоположных направлений оси легкого намагничивания [001] на плоскость образца. Наблюдения доменной структуры проведены в интервале изменения индукции от 0.25 до 1.5 Т при частоте вращения магнитного поля, равной 50 Hz.

## Результаты и их обсуждение

Рассмотрим вид доменной структуры исследованного монокристалла. На рис. 1 приведено изображение ДС в равновесном (размагниченном) состоянии образца. Видно, что в указанном состоянии на его поверхности выявляются несколько типов ДС. Прежде всего, это полосовая ДС, занимающая подавляющую поверхность диска, далее будем называть ее основной. На рисунке эти домены обозначены буквой А. Внутри каждого домена этой основной структуры наблюдается значительное число сравнительно мелких каплевидных доменов (обозначен буквой К). Как известно, появление таких доменов свидетельствует об отклонении плоскости образца

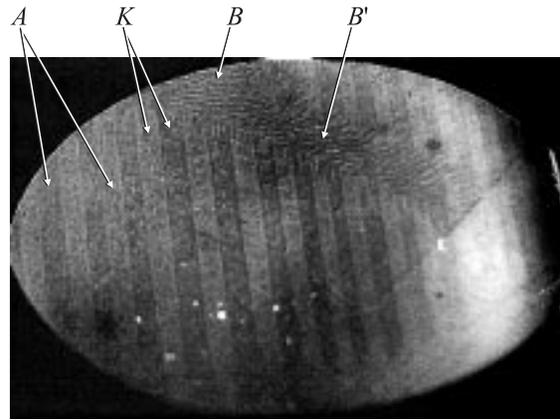
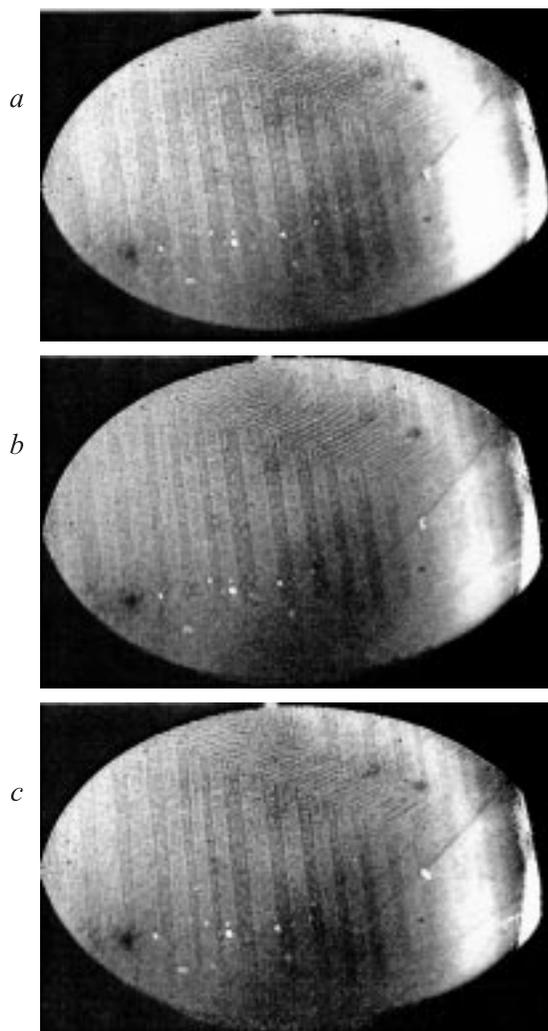


Рис. 1. Вид доменной структуры в размагниченном состоянии образца (подробности в тексте).

от кристаллографической плоскости типа (110) [10]. В этом случае намагниченность внутри каждого домена М (или –М) также отклонена на угол  $\beta$  от плоскости образца, так как энергетически выгодно, чтобы она была направлена вдоль оси легкого намагничивания [001]. В таком случае на поверхности каждого из доменов имелись бы магнитостатические полюса. Возникающие каплевидные домены дробят эти полюса и тем самым способствуют снижению магнитостатической энергии образцов, далее будем их называть каплевидными замыкающими доменами. На краях пластины обнаруживается замыкающая ДС в виде сравнительно узких доменов, ориентированных под углом  $55\text{--}60^\circ$  к доменам полосовой доменной структуры. Это так называемая В-структура, расшифровку которой можно найти, например, в работах [2,3]. Таким образом, при отсутствии переменного поля наблюдаются все известные типы доменных структур на образцах рассматриваемого типа. Кроме того, из рис. 1 видно, что на поверхности образца на некотором расстоянии от его верхнего края выявляется область, заполненная ДС, состоящей из сравнительно узких доменов, ориентированных длинной стороной перпендикулярно оси [001] монокристалла. Это также В-структура [11], но ее появление обусловлено наличием в данном участке образца локальных растягивающих напряжений, направленных перпендикулярно оси [001]. Отметим, что рассматриваемая ДС в этом участке образца сохранялась и после повторного длительного отжига (3 h). Это обстоятельство свидетельствует о том, что наличие напряжений в рассматриваемой области монокристалла связано, по-видимому, с его структурными особенностями и неоднородностями указанного участка. Казалось бы, такие области необходимо исключить из общего рассмотрения как не связанные с основными, присущими данной геометрии, причинами, приводящими к конкретным видам доменных структур. Однако в реальных (не лабораторных) образцах железокремнистых сталей такие области всегда присутствуют, и вопрос их влияния на общие магнитные потери также представляет значительный интерес. Поэтому далее будут прослеже-



**Рис. 2.** Вид доменной структуры монокристалла во вращающемся магнитном поле:  $a$  —  $\alpha = 0^\circ$ ,  $b$  —  $90^\circ$ ,  $c$  —  $180^\circ$ ;  $B = 0.5$  Т.

ны динамические изменения всех типов перечисленных структур и, в частности, за последней, которую условно будем называть структурой  $V'$ -типа.

Прежде всего проследим за динамическим изменением доменной структуры рассматриваемого монокристалла при сравнительно малом амплитудном значении индукции  $B$ . На рис. 2 приведены три фотографии, отражающие вид ДС при  $B = 0.5$  Т и различных ориентациях намагничивающего поля  $\mathbf{H}$  относительно оси  $[001]$ , описываемых углом  $\alpha$ . В частности, рис. 2,  $a$  соответствует  $\alpha = 0$ , т.е. моменту времени, когда  $\mathbf{H} \parallel [001]$  (совпадает с проекцией  $\mathbf{M}$  (обозначим ее через  $\mathbf{M}_p$ ) на плоскость поверхности пластины темных полосовых доменов). Рис. 2,  $b$  отражает случай  $\alpha = 90^\circ$ , т.е. момент времени, при котором  $\mathbf{H}$  перпендикулярно  $[001]$  и, наконец, рис. 2,  $c$  отвечает ситуации, когда  $\alpha = 180^\circ$  ( $\mathbf{H}$  противоположна направлению на рис. 2,  $a$ ). Из приведенных фотографий нетрудно заметить, что на рассматриваемом полуцикле поворота намагничивающего

поля перемагничивание образца идет, главным образом, за счет смещения 180-градусных границ основной полосовой ДС. Действительно, при поле, совпадающем с направлением намагниченности  $\mathbf{M}_p$  „темных“ доменов, их средняя ширина максимальна (рис. 2,  $a$ ). При противоположном направлении поля размеры указанных доменов, напротив, минимальны (рис. 2,  $c$ ), и, наконец, при  $\alpha \approx 90^\circ$  (рис. 2,  $b$ ) ширина темных доменов имеет промежуточное значение. При последующем повороте магнитного поля вокруг исследуемого образца характер изменения полосовой ДС качественно не меняется.

Наряду с описанными особенностями перемагничивания образца при индукциях, больших  $B = 0.5$  Т, нам удалось наблюдать эффект, связанный с поступательным движением полностью полосовой доменной структуры. Он проявлялся в том, что значительное число границ, совершая колебания с частотой, равной частоте вращения поля, одновременно, с небольшой скоростью смещалось как единое целое от левой части диска к его центральному участку. Этот эффект аналогичен соответствующему эффекту поступательного движения полосовой ДС, наблюдавшемуся ранее в линейно-поляризованном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания  $[001]$ , лежащей в плоскости монокристаллической пластины Fe–3% Si. Движение структуры происходит со скоростями, значительно меньшими скоростей колебаний доменных границ, так что вклад этого движения в потери незначителен. Однако явление весьма интересно с физической точки зрения и требует дальнейшего изучения. Этому мы надеемся посвятить специальное исследование. Пока же заметим, что именно из-за наличия этого явления нам не удалось проследить детально за характером смещения 180-градусных границ полосовой ДС в течение полного цикла перемагничивания. Наличие поступательного движения привело к неповторяемости поведения полосовой ДС, число границ которой и их положения на поверхности образца не воспроизводилось на разных циклах перемагничивания. Вследствие этого проследить за характером смещения 180-градусных границ полосовой ДС удалось лишь при самой низкой из исследованных индукций  $B = 0.5$  Т, при которой поступательного движения границ не наблюдалось.

Из рис. 2 нетрудно также заметить, что существенные изменения по мере перемагничивания образца испытывают и его  $V'$ -структура. Действительно, в исходном состоянии образца (рис. 2,  $a$ ), когда  $\mathbf{H}$  совпадает по направлению с намагниченностью  $\mathbf{M}_p$  „темных“ доменов указанной структуры ширина этих доменов максимальна. По мере поворота поля относительно образца размеры этих доменов уменьшаются и при противоположном исходному направлению намагниченности ширина темных доменов имеет минимальное значение (рис. 2,  $c$ ). Обращает на себя внимание переориентация рассматриваемых границ в процессе перемагничивания образца. Так, в (исходном) размагниченном состоянии (рис. 1) эти границы перпендикулярны оси  $[001]$ . При

перемагничивании образца (как видно из рисунков) границы доменов  $B'$ -структуры ориентировано под углом, близким к  $60^\circ$  по отношению к указанной оси.

В отличие от сказанного при рассматриваемой амплитуде индукции, имеющаяся на поверхности образца замыкающая ДС в виде каплевидных доменов не испытывает сколь-нибудь заметных изменений в течение полного цикла перемагничивания. Небольшие изменения испытывает и замыкающая ДС, наблюдаемая, как уже отмечалось, вблизи верхнего и нижнего краев образца.

Ранее в ряде работ [5,6], проведенных на монокристаллах Fe–3%Si с ориентацией поверхности [001](011), детально исследовались особенности смещения  $180^\circ$ -градусных границ полосовой ДС при перемагничивании образцов во вращающихся магнитных полях при различных амплитудах индукции. При этом, в частности, было показано, что при невысоких индукциях ( $B < 1.0\text{ Т}$ ) смещение границ носит синусоидальный синфазный и однородный характер.

Такого типа исследования проведены и в настоящей работе на образцах с  $\beta \neq 0$ . Это удалось осуществить при невысокой амплитуде индукции ( $B = 0.5\text{ Т}$ ), при которой отсутствовало поступательное движение  $180^\circ$ -градусных границ полосовой ДС. С помощью измеренных положений  $s$  для каждой из наблюдаемых границ при определенных углах поворота поля  $\alpha$  относительно образца строилась зависимость  $s = f(\alpha)$ . Ряд таких зависимостей для некоторых из наблюдаемых границ приведен на рис. 3. Видно, что измеренные положения границ в течение исследованного этапа перемагничивания удовлетворительно „укладываются“ на соответствующие синусоиды. Иными словами, при указанной индукции смещение границ по мере поворота поля носит характер, близкий к синусоидальному. Одновременно можно видеть, что движение границ неоднородно, так как амплитуды колебания различных границ существенно отличаются друг от друга. Например, амплитуда смещения границы 2 более чем в два раза превышает ее величину, наблюдаемую у границ 3 и 6. Отметим, что ранее [5,6] на образцах с ориентацией намагниченности, близкой к „идеальной“, степень рассматриваемой неоднородности была намного меньше. Так, в указанных работах явно выраженных „магнитоактивных“ границ не выявлялось. Причиной резко неоднородного смещения  $180^\circ$ -градусных границ на исследованном в настоящей работе образце является, по-видимому, наличие каплевидных доменов, на которых границы в процессе движения испытывают существенные задержки. Выявить особенности смещения доменных границ при более высоких индукциях не удалось вследствие возникновения поступательного движения всех наблюдаемых  $180^\circ$ -градусных границ.

Рассмотрим теперь динамическое поведение доменной структуры в области более высоких амплитудных значений индукции. Рост индукции сопровождается рядом новых особенностей поведения ДС, не наблюдавшихся ранее. Это нетрудно заметить, например, из рис. 4, где

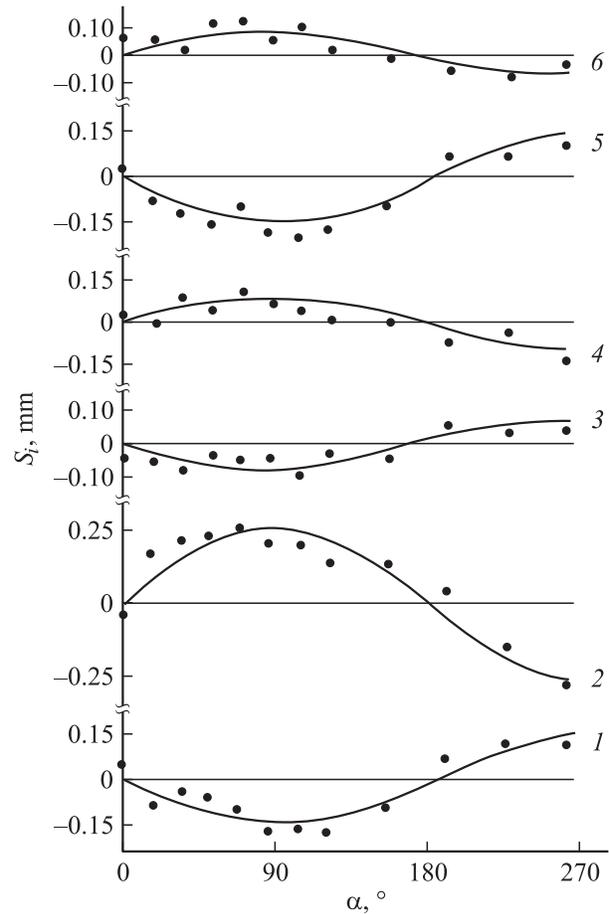


Рис. 3. Изменение положения доменных границ от угла поворота магнитного поля.

для  $B = 1.3\text{ Т}$  приведены три фотографии, отражающие те же этапы перемагничивания, что и для рис. 2. Из сопоставления рис. 2 и 4 можно видеть, что с ростом индукции до  $1.3\text{ Т}$  перемагничивание образца сопровождается очень сильным динамическим дроблением полосовой ДС. Действительно, ранее (рис. 2) в перемагничивании образца участвовало в среднем 35 доменов, что совпадало с количеством доменов, наблюдаемых в его исходном состоянии (рис. 1). При достижении  $B = 1.3\text{ Т}$  на поверхности монокристалла выявляется уже 55–57 доменов, т. е. их число возрастает по сравнению с исходным более чем в 1.6 раза. Отметим, что столь заметного дробления не наблюдалось на ранее исследованных образцах Fe–3%Si с намагниченностью, лежащей в их плоскости [5].

Причина сильного динамического дробления ДС, наблюдаемого в настоящей работе, заключается, по-видимому, в наличии на поверхности образца замыкающей ДС в виде каплевидных доменов. Некоторые из них в процессе изменения поля выступают в качестве зародышей перемагничивания, которые прорастают в определенной фазе изменения внешнего магнитного поля (при наибольшей ширине полосового домена) и преобразуются в новые полосовые домены. Очень важ-

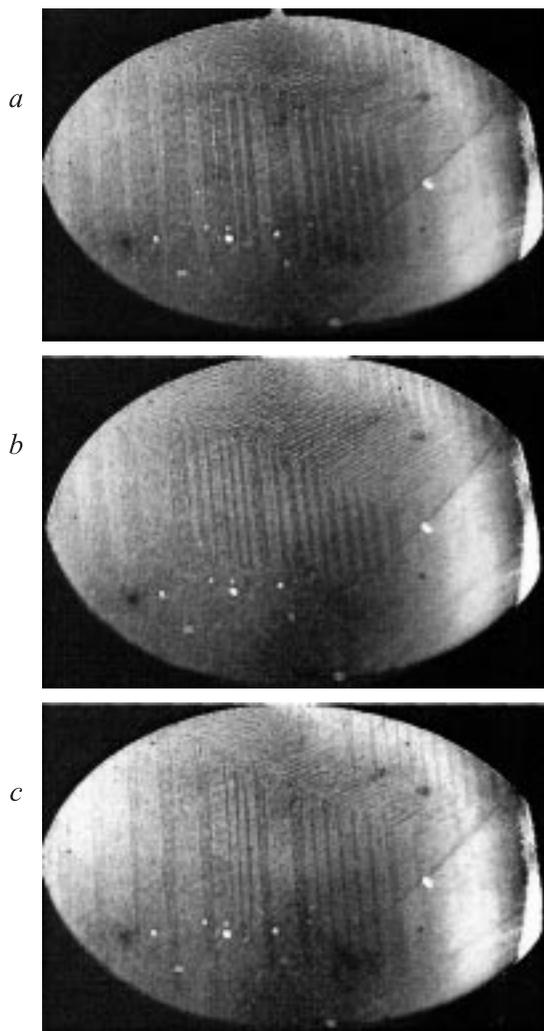


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 ( $B = 1.3$  Т).

но, что число границ, как нетрудно заметить из рис. 4, изменяется в течение полупериода изменения направления внешнего поля  $\mathbf{H}$ . Кроме того, проведенный анализ вида доменной структуры показал, что число границ и их положение на поверхности образца не сохранялось на разных циклах перемагничивания.

Из приведенных рисунков также видно, что при указанной амплитуде индукции заметная часть поверхности образца перемагничивается за счет изменения размеров замыкающей ДС. Она проявляется на поверхности монокристалла в виде множества относительно узких доменов, направленных под углом, близким  $60^\circ$ , к полосовым доменам. Модельные представления о замыкающей ДС и анализ ее изменения во внешнем магнитном поле приведены, например, в [2,3]. Особенности перестройки рассматриваемой структуры во вращающихся магнитных полях были исследованы ранее на монокристаллах Fe–3% Si с „идеальной“ ориентацией намагниченности [6]. По этой причине рассмотрим лишь наиболее характерные детали ее поведения на исследуемом в настоящей работе монокристалле.

Из рис. 4 видно, что по мере поворота  $\mathbf{H}$  относительно оси [001] непрерывно меняется площадь образца, занятой замыкающей ДС. Так, в исходном состоянии (рис. 4, *a*) ее размеры минимальны, при  $\alpha \approx 90^\circ$  (рис. 4, *b*) — максимальны, а при последующем повороте поля площадь замыкающей ДС монотонно падает, вновь достигая минимума при  $\alpha \approx 180^\circ$  (рис. 4, *b*).

Отметим, что рассмотренное изменение замыкающей ДС на данном образце во многом качественно совпадает с выявленным ранее поведением [6]. Однако обнаруживаются и новые интересные детали ее поведения. Так, из приведенных рисунков можно видеть, что изменение площади замыкающей ДС, идущее путем изменения длины ее доменов, одновременно сопровождается изменением ширины этих доменов. Действительно, например, из рис. 3, *a* следует, что, когда  $\mathbf{H}$  совпадает с направлением намагниченности  $\mathbf{M}_p$  „темных“ замыкающих доменов, средняя ширина этих доменов максимальна. При противоположном направлении поля (рис. 3, *c*) размеры рассматриваемых доменов минимальны, а при  $\alpha \approx 90^\circ$  их ширина имеет промежуточное значение (как и у полосовых доменов). Отметим, что ранее в работах [4,6] при обсуждении закономерностей поведения потеря от индукции высказывалась возможность изменения средней ширины доменов замыкающей ДС в процессе перемагничивания образцов. Однако из-за недостатков использованной методики наблюдения выявить указанное изменение размеров замыкающей ДС ранее не удалось.

При дальнейшем увеличении амплитудного значения индукции появляются новые особенности в поведении ДС. Некоторые из них можно заметить на рис. 5, где приведены три фотографии, полученные строго в тех же ориентациях магнитного поля относительно образца, что и на ранее приведенных рисунках, но при  $B = 1.4$  Т. Видно, что по-прежнему перемагничивание образца идет как путем смещения границ полосовой ДС, так и за счет изменения площади замыкающей ДС. Первое выявляется, например, из сопоставления ширины одних и тех же доменов, зафиксированных в разных фазах положения магнитного поля. При этом видно, что для рассматриваемой индукции амплитуда смещения всех имеющихся 180-градусных границ резко возрастает.

Изменение замыкающей ДС идет как за счет грубины прорастания ее доменов, сопровождаемое увеличением их числа, так и путем изменения средней ширины доменов вследствие смещения их границ. Причем это смещение приводит к тому, что в моменты, когда  $\mathbf{H}$  параллельно или противоположно направлению [001] (рис. 5, *a*), границы соседних доменов „схлопываются“ друг с другом и замыкающая ДС практически исчезает на поверхности образца. При  $\alpha \approx 90^\circ$  (рис. 5, *b*), когда  $\mathbf{H}$  ориентировано перпендикулярно оси [001], рассматриваемая ДС имеет, напротив, максимальные размеры и занимает подавляющую часть поверхности образца.

Наконец, из рис. 5 видно, что с ростом индукции дальнейшего дробления ДС не наблюдается. Более того, при указанной индукции число доменов уменьшается

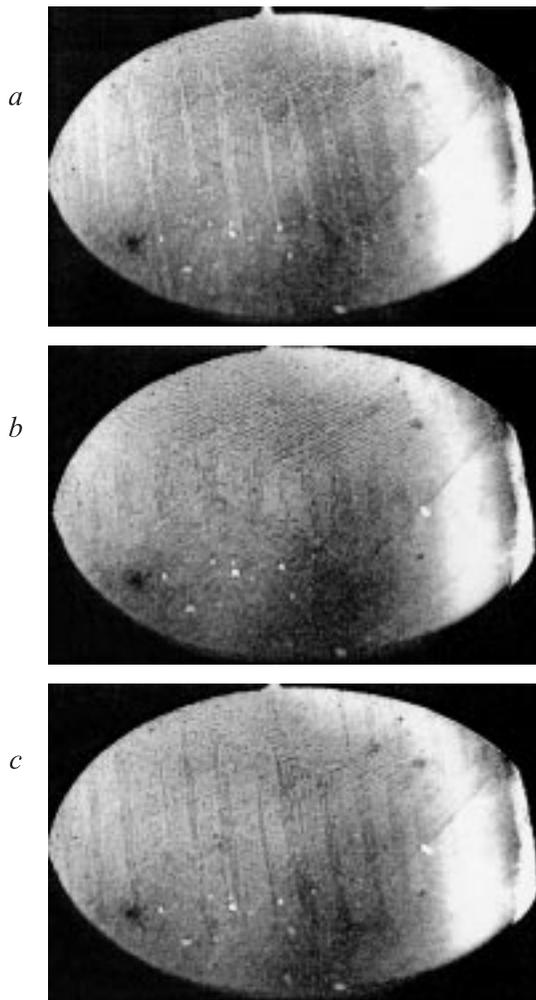


Рис. 5. То же, что и на рис. 2 ( $B = 1.5$  Т).

по сравнению со случаем, приведенным на рис. 4. Причины такого динамического укрупнения полосовой ДС с увеличением индукции не вполне ясны. Однако мы предполагаем, что при больших индукциях это связано с уменьшением мгновенных локальных полей, способствующих прорастанию зародышей. Отметим, что аналогичное динамическое поведение ширины доменов для несколько иной ситуации (существенно иные частоты и геометрия образца) на кристаллах иттриевого феррита-граната наблюдалось в работе [12]. Следует отметить, что при наибольшей из исследованных индукций ( $B \approx 1.5$  Т) полосовая ДС на поверхности образца не выявлялась в течение полного цикла поворота поля вокруг образца. Его перемагничивание, как показал анализ полученных фотографий, идет в данном случае исключительно за счет изменения площади замыкающей ДС, которая менялась в течение поворота поля как путем изменения длины ее доменов, так и путем изменения их ширины.

Выявленные особенности поведения ДС исследованного монокристалла с  $\beta > 0$  позволяют понять возможные причины расхождения величины магнитных потерь

на образцах с различной ориентацией намагниченности. Так, в работе [7] было установлено, что значение потерь на вращательное перемагничивание, измеренное на монокристаллах с  $\beta \sim 0$ , превышало величину потерь, определенных на образцах с  $\beta > 0$ . В [7] наблюдения ДС не проводилось. В связи с этим ее авторами было высказано предположение, что меньше значения потерь на образцах с  $\beta > 0$  могут быть обусловлены их более мелкой ДС. Для проверки этого в настоящей работе проведено сопоставление размеров ДС исследованного образца ( $\beta \approx 2.5^\circ$ ) с их величиной, измеренной на другом монокристалле с  $\beta = 0$ . Причем вид ДС последнего в процессе его перемагничивания контролировался визуально. Сопоставление вида полосовой ДС показало, что ее средняя ширина на образце с  $\beta = 2.5^\circ$  была почти в 1.5 раза меньше ее размеров, наблюдаемых на другом монокристалле ( $\beta = 0$ ). При этом величина потерь на вращательное перемагничивание последнего образца при  $B_m = 1.0$  Т превышала на 34% их значение, измеренное на первом образце. Иными словами, действительно, расхождение величины потерь сопоставимых образцов обусловлено различием средней ширины их полосовой доменной структуры.

Если исходить из представлений, развитых для магнитных потерь в линейно-поляризованных полях, то обращает на себя внимание количественное несоответствие между степенью дробления ДС и величиной снижения потерь. Так, в рассматриваемом случае величина потерь сопоставленных образцов отличается на 34%, в то время как размеры их ДС — более чем в 1.5 раза. Такое несоответствие может быть связано с тем, что несмотря на более мелкую ДС в образце с  $\beta > 0$  в его перемагничивании участвуют не все границы, а лишь их часть. Это отмечалось ранее при обсуждении зависимостей, приведенных на рис. 3. Кроме того, существенно заметить, что для случая вращающегося поля пока не существует последовательной теории, учитывающей основные нюансы динамического поведения ДС, особенно в условиях, когда одновременно важную роль играют разные типы доменов. В силу нелинейного характера задачи построение такой теории наталкивается на большие трудности. Возможно, что в рассматриваемой ситуации прямая пропорциональная зависимость между мощностью потерь и шириной доменов не реализуется и отмеченного несоответствия не существует.

## Заключение

Таким образом, в работе детально исследовано динамическое поведение доменной структуры в образцах с поверхностью, ориентированной под некоторым углом к кристаллографической плоскости типа (110), во вращающихся магнитных полях, а также влияние этого поведения ДС на уровень магнитных потерь. Несмотря на ожидаемую сложную и неповторяющуюся перестройку доменной структуры на цикле динамического перемагничивания оказалось, что в разных фазах изменения

внешнего магнитного поля динамическое преобразование доменной структуры, по крайней мере при частотах 50 Hz, происходит примерно таким же образом, как и в линейно-поляризованном поле при разных его направлениях относительно оси [001]. Для рассмотренной геометрии обнаружены новые для случая вращающегося магнитного поля явления: дробление и поступательное движение полосовой доменной структуры, которые наблюдались ранее для случая пластин с поверхностью типа (110) и которые аналогичны соответствующим явлениям, предсказанным для линейно-поляризованного поля. Было показано, что можно выделить различные области магнитных индукций, в которых поведение доменной структуры оказывается разным.

В области сравнительно низких амплитудных значений индукции (до 0.5 Т) динамическое перемагничивание ДС происходит в основном за счет колебаний доменных границ. Колебания каждой отдельной границы во времени оказывается гармоническими, однако амплитуды колебаний разных границ — разными. При более высоких индукциях (0.5–0.8 Т) кроме указанных колебаний границ полосовой структуры наблюдается дрейф (поступательное движение) всей доменной структуры целиком от края образца к центру.

При амплитудных значениях индукции в районе  $B \sim 1.4$  Т перемагничивание образца сопровождается сильным дроблением доменной структуры, приводящим к уменьшению средней ширины доменов по сравнению с исходными размерами почти в 2–2.5 раза. Примечательно, что с дальнейшим ростом индукции дробления ДС не только не происходит, но даже наблюдается укрупнение доменов. Наблюдаемое дробление на образцах с  $\beta > 0$  приводит к снижению уровня магнитных потерь на вращательное перемагничивание по сравнению с их значением, наблюдаемым на образцах с „идеальной“ ориентацией намагниченности.

Выполненные экспериментальные исследования, в нашей точке зрения, могут служить базой для развития теоретических представлений о магнитных потерях в железокремнистых сталях во вращающихся магнитных полях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 06-02-17082.

## Список литературы

- [1] *Williams H.Y., Shockley W., Kittel C.* // Phys. Rev. 1950. Vol. 80. N 6. P. 1090–1054.
- [2] *Зайкова В.А., Старцева И.Е., Филиппов Б.Н.* Доменная структура и магнитные свойства электротехнических полей. М.: Наука, 1992. 270 с.
- [3] *Филиппов Б.Н., Танкеев А.П.* Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1987. 216 с.
- [4] *Тиунов В.Ф., Корзунин Г.С., Инешева Л.А.* // ФММ. 1989. С. 687–696.
- [5] *Тиунов В.Ф.* // ФММ. 2001. Т. 92. № 21. С. 20–28.
- [6] *Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 2006. Т. 102. № 3. С. 280–289.
- [7] *Тиунов В.Ф., Филиппов Б.Н.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 10. С. 44–50.
- [8] *Драгошанский Ю.Н., Зайкова В.А., Хан Е.Б.* // ФММ. 1972. Т. 34. № 5. С. 987–994.
- [9] *Тиунов В.Ф., Корзунин Г.С., Коробейников А.Ю.* // Дефектоскопия. 1996. № 29. С. 19–22.
- [10] *Шур Я.С., Абельс В.Р.* // ФММ. 1955. Т. 1. № 1. С. 11–17.
- [11] *Зайкова В.А., Хан Е.Б., Шур Я.С., Эйнгорн И.Я.* // ФММ. 1976. Т. 41. № 2. С. 320–338.
- [12] *Vlasov V.K., Uspenskaya L.S.* // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. Vol. 75. N 2. P. K125–K127.