

05.2; 05.3

© 1991

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ И ФОРМЫ НИТЕВИДНЫХ  
МОНОКРИСТАЛЛОВ ЖЕЛЕЗА НА ПРИПОВЕРХНОСТНУЮ  
СУБСТРУКТУРУ  $180^\circ$  ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫВ.Е. Зубов, С.Н. Кузьменко,  
С.И. Мацкевич

В области выхода блоховской  $180^\circ$  доменной границы (ДГ) на поверхность возникают поля рассеяния, которые стремятся „уложить“ вектор намагниченности в плоскость поверхности. В работе [1] в монокристаллах железа впервые наблюдалась асимметричная  $180^\circ$  ДГ, структура которой лучше всего согласуется с моделью Хуберта [2]. В такой границе в приповерхностной области осуществляется переход от блоховской структуры в объеме кристалла к неелевской на поверхности путем асимметричного загиба ДГ. В ДГ такого типа возможны три вида структур, разделяющих ее на субдомены: вертикальные блоховские линии (ВБЛ) с двумя видами выхода на поверхность и особенность типа блоховской точки (БТ) [3]. На вставке к рис. 1 показаны все три вида упомянутых структурных элементов в приповерхностной области ДГ. Выходы ВБЛ на поверхность таковы, что в одном случае с разных сторон от ВБЛ знаки неелевской составляющей намагниченности различны, а направления загиба ДГ одинаковы (ВБЛ-1). В другом случае — знаки неелевской составляющей одинаковы и различны направления загиба, чем обусловлен сдвиг приповерхностной области границы примерно на 0.4 мкм (ВБЛ-2) [3]. Аналогичный сдвиг происходит в области БТ, где изменяется и знак неелевской составляющей намагниченности и направление загиба ДГ.

Магнитооптическая методика наблюдения ВБЛ и БТ и определения направления загиба границы подробно описана в работе [3]. В настоящей работе этим методом было проведено исследование субструктуры ДГ в приповерхностной области нитевидных монокристаллов железа. Образцы, полученные методом водородного восстановления галоидных солей железа, имели правильные грани типа  $[100]$  и почти квадратное сечение. В результате исследования набора кристаллов с длиной от 2 до 10 мм и толщиной ( $d$ ) от 30 до 150 мкм было установлено, что наиболее часто в ДГ реализуется периодическая цепочка типа (ВБЛ-1) — (БТ) — (ВБЛ-1) (см. рис. 1). Полный период приповерхностной области ДГ с такой структурой составляет  $2T$ . Относительно поведения во внешнем поле, перпендикулярном к плоскости ДГ ( $H_x$ ), т.е. с учетом только знака неелевской составляющей намагниченности ( $I_x$ ), период субструктуры составляет  $T$ .  $T$  увеличивается с ростом поперечного

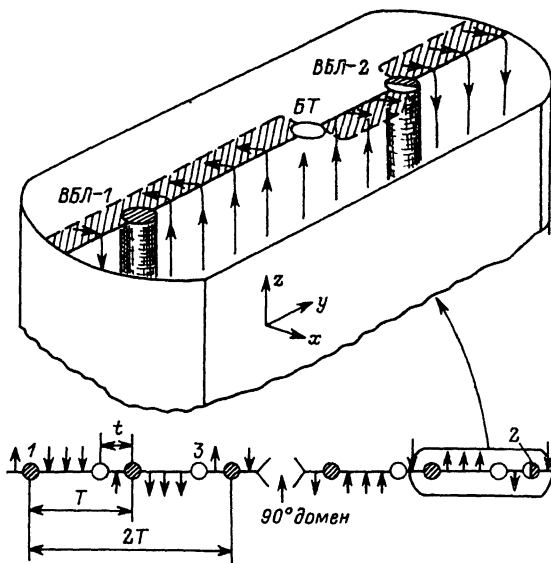


Рис. 1. Распределение намагниченности в приповерхностной области  $180^\circ$  ДГ в монокристалле железа, прерываемой  $90^\circ$  доменом. Для структурных элементов в ДГ использованы следующие обозначения: 1 - (ВБЛ-1), 2 - (ВБЛ-2), 3 - БТ. На вставке показано объемное изображение выделенного участка и используемая система координат.

сечения образцов и имеет величину порядка толщины кристаллов. БТ, как правило занимает асимметричное положение по отношению к соседним ВБЛ, в результате чего приповерхностная область ДГ обладает результирующей намагниченностью в направлении  $x$ . В различных кристаллах степень асимметрии, характеризуемая параметром  $(0.5 - t/T)$ , была различной и изменялась в пределах от 0 до 0.45.

Из рисунка видно, что БТ разделяет два субдомена с разными знаками неелевской составляющей намагниченности. В поле  $H_x$  происходит снятие вырождения субдоменов по энергии, что приводит к намагничиванию приповерхностной области границы путем смещения БТ. Измеренная величина удельного смещения блоховских точек изменялась от 0.1 до 2 мкм/Э.

Установленный факт смещения БТ в поперечном поле позволяет связать асимметричное положение БТ с небольшой непараллельностью противоположных граней кристалла (угол непараллельности составляет  $0-0.3^\circ$ ). Вследствие непараллельности на гранях возникают нескомпенсированные «магнитные заряды» (см. рис. 2), создающие поле рассеяния  $H_{0x}$ , которое стремится намагнитить приповерхностную область ДГ.

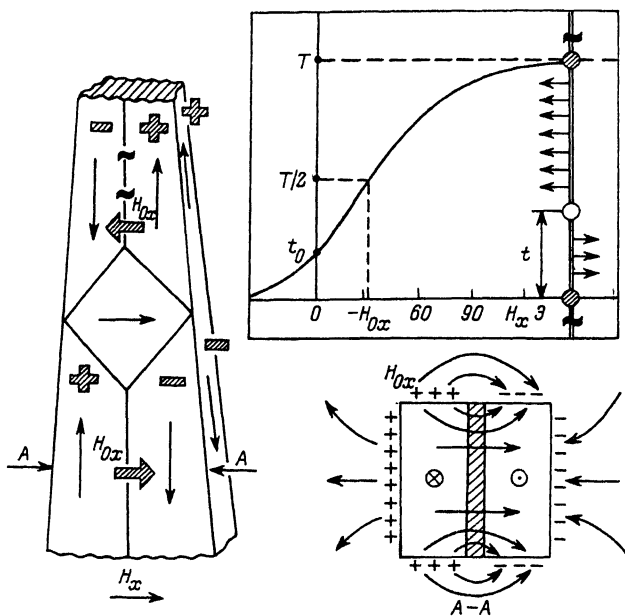


Рис. 2.

Для проверки соответствия знака размагничивающего поля направлению асимметричного смещения БТ были определены знаки намагниченности в доменах и неелевской составляющей в субдоменах ДГ. Знаки  $I_y$  в доменах определялись путем визуального наблюдения (с помощью меридианального эффекта Керра) движения ДГ в постоянном поле  $H_y$ . Знак  $I_x$  в приповерхностной области ДГ определялся по смещению БТ в постоянном поле  $H_x$ . Результаты исследования представлены на рис. 2. На вставке к рис. 2 показаны направления неелевской составляющей в субдоменах выделенного участка ДГ. Видно, что направление асимметричного смещения БТ и знак поля рассеяния  $H_{0x}$ , возникающего из-за сужения монокристалла, согласуются между собой.

Нетрудно видеть, что при переходе через  $90^\circ$  домен должен измениться знак поля  $H_{0x}$ . В случае, если причиной асимметричного смещения БТ является поле  $H_{0x}$ , знак результирующей намагниченности приповерхностной области ДГ также должен измениться, что действительно наблюдалось в эксперименте и иллюстрируется на рис. 1. В результате исследования различных образцов установлено, что асимметрия положения БТ тем больше, чем больше угол непараллельности между противоположными гранями кристаллов.

С целью оценки величины поля  $H_{0x}$  были измерены кривые намагничивания приповерхностной области ДГ за счет смещения БТ

в поле  $H_x$ . Зависимость расстояния между БТ и одной из ближайших ВБЛ<sup>x</sup>( $t$ ) от  $H_x$  дана на вставке к рис. 2. Естественно предположить, что БТ находится в центре между двумя ВБЛ в том случае, когда результирующее поле вдоль оси  $x$ , действующее в приповерхностной области ДГ, равно нулю, т.е.  $H_x + H_{0x} = 0$ . Из рисунка видно, что  $|H_{0x}| = |H_x| \approx 30$  Э.

Зная форму кристалла, которая может быть восстановлена путем наблюдения с помощью микроскопа, можно оценить величину  $H_{0x}$  в области выхода ДГ на поверхность теоретически. Пусть  $\alpha$  - угол между длинной осью кристалла и любой из граней. Тогда поле, создаваемое гранями, не пересекающимися с границей, дается выражением

$$H_1 = 4I_s \cdot \sin \alpha \cdot \arctg 2,$$

а грань, на которой исследуется выход ДГ, создает поле

$$H_2 = 4I_s \cdot \sin \alpha \cdot \ln(d/\delta), \quad (1)$$

где  $I_s$  - намагниченность насыщения,  $\delta$  - эффективная ширина ДГ на поверхности. Вкладом противоположающей ей грани можно пренебречь. Аналогичные формулы для поля рассеяния в области ДГ были получены для пленок с перпендикулярной анизотропией [4]. Для кристалла, кривая намагничивания приповерхностной области ДГ которого изображена на вставке к рис. 2, угол  $\alpha$  составлял  $0.07^\circ$ , а  $d = 90$  мкм. Величины полей  $H_1$  и  $H_2$  для этого кристалла равны соответственно 10 и 45 Э. Видно, что определяющим является вклад поля  $H_2$  и его значение согласуется с оценкой  $H_{0x}$ , полученной в эксперименте.

Поскольку зависимость поля  $H_2$  от  $d$  и  $\delta$  логарифмическая, то при изменении этих параметров поле  $H_2$  будет изменяться относительно слабо. При  $\alpha = 0.07^\circ$ ,  $d = 30-150$  мкм и  $\delta = 0.2-0.7$  мкм получаем  $H = (50 \pm 15)$  Э. Из формулы (1) видно, что при малых  $\alpha$  (что соответствует нашему случаю) зависимость  $H_{0x} \approx H_2$  от  $\alpha$  линейная.

В заключение отметим, что наблюдать цепочки с ВБЛ-2 не удалось, т.к. встречаются довольно редко только единичные ВБЛ-2, которые располагаются обычно между ВБЛ-1 и БТ. Возникновение БТ можно, по-видимому, объяснить тем, что магнитная энергия кристалла уменьшается при разбиении приповерхностной области ДГ на субдомены аналогично тому, как это происходит при разбиении кристалла на домены с помощью ДГ и самих ДГ на субдомены с помощью блоховских линий.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Криничик Г.С., Бендзев О.М. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6. С. 2180-2197.

- [2] H u b e r t A. // Z. Angew. Phys. 1971. В. 32. Н. 1. С. 58-63.
- [3] З у б о в В.Е., К р и н ч и к Г.С., К у д а к о в А.Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 243-249.
- [4] S c h l ö m a n n E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1837-1854; H u b e r t A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2276-2287.

Московский государственный  
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
22 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

05.2; 09

© 1991

## ВЛИЯНИЕ ТОКА НА МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Д.И. Семенов, В.В. Сидоренков,  
С.Л. Тимченко

В настоящей работе впервые экспериментально выявлена зависимость величины магниторезистивного эффекта (МРЭ) от плотности электрического тока в металлических тонких магнитных пленках (ТМП), не связанная с нагревом образца под действием тока. Предлагается теоретическая модель, объясняющая результаты эксперимента.

На рис. 1 представлена угловая зависимость магнетосопротивления  $R(\varphi_H)$  пермаллоевой ( $66Ni\ 34Fe$ ) пленки толщиной  $L \sim 0.4$  мкм при плотности пропускаемого в пленке тока  $j_2 = 1.3 \times 10^9$  А/м<sup>2</sup> и двух значениях подмагничивающего поля  $H$ :  $4 \cdot 10^3$  А/м (кривая 1) и  $4 \cdot 10^4$  А/м (кривая 2). Угол  $\varphi_H$  определяет взаимную ориентацию векторов  $\vec{H}$ ,  $\vec{j}$ . Увеличение  $H$  приводит к симметрии кривых  $R(\varphi_H)$  и значительному увеличению МРЭ  $\Delta R/R_0$ , где  $\Delta R = \frac{1}{2}(R_{max} - R_{min})$ ,  $R_0 = \frac{1}{2}(R_{max} + R_{min})$ . Аналогичные измерения, проведенные при  $j_1 = 1.7 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup>, не дают существенного различия в величине МРЭ в полях  $H_1$  и  $H_2$ .

На рис. 2 для исследуемой пленки приведена зависимость МРЭ для указанных двух значений подмагничивающего поля. С увеличением тока в поле  $H_1$ , начиная с некоторого  $j_{кр} \approx 5 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup>, величина МРЭ резко уменьшается, а в поле  $H_2$  она практически не зависит от тока. Важно отметить, что указанные измерения проводились в условиях, близких к изотермическим (интенсивное охлаждение водой), поэтому уменьшение МРЭ не может быть обусловлено температурной зависимостью магнетосопротивления (вели-