

Влияния облучения Ne^+ на преобразования в переменном поле доменных структур одноосной магнитной пленки

© И.А. Мельничук, Е.Л. Маланушенко

Донецкий национальный университет,
83055 Донецк, Украина

E-mail: magnet@dongu.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 2 ноября 2001 г.)

Исследовано влияние облучения Ne^+ на преобразования в переменном магнитном поле доменных структур (ДС) одноосной магнитной пленки. Рассмотрены переходы ДС из аморфного состояния в гексагональную решетку и лабиринтную структуру. Обнаружено, что облучение приводит к изменению амплитуд переменного поля, при которых происходят фазовые преобразования ДС. Изучено влияние величины переменного поля на число доменов в блоке с гексагональной решеткой. Показано, что процесс отжига дефектов в ДС, состоящей из блоков гексагональной решетки, может быть описан уравнением реакции первого порядка. Найдено изменение энергии активации при отжиге дефектов ДС, обусловленное облучением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины.

В настоящее время большое внимание уделяется изучению фазовых преобразований доменных структур (ДС) тонких магнитных пленок. Интерес к исследованиям ДС в присутствии низкочастотного магнитного поля обусловлен, с одной стороны, особенностями новых динамически устойчивых доменных конфигураций [1,2], а с другой — влиянием переменного поля на фазовые преобразования ДС, при описании которых вводят связанную с переменным полем эффективную температуру [3–5].

Экспериментальные исследования преобразований ДС в переменном поле показывают, что использование эффективной температуры позволяет качественно верно описать такие особенности поведения ДС в переменных полях, как времена релаксации ДС к равновесному состоянию [6] и изменение среднего расстояния между изгибами полосовых доменов [7]. Кроме того, распределение по скоростям участков доменных границ (ДГ), которые движутся в переменном поле, является максвелловским, что свидетельствует о достаточной хаотизации в системе ДГ [8].

Эффективная температура определяется через среднюю кинетическую энергию доменов [4] или ДГ [5], поэтому наличие дефектов, которые вносят вклад в закрепление и торможение ДГ, влияет на условия фазовых преобразований ДС. Поскольку для срыва ДГ с мест закрепления и преодоления сил трения переменное поле должно совершать дополнительную работу, внесение дополнительных дефектов в образец обуславливает увеличение значений амплитуды переменного поля, при которой наблюдаются фазовые преобразования ДС. Следовательно, изучение преобразований ДС в образцах с различной концентрацией дефектов дает возможность проверить правомерность применения эффективной температуры для описания поведения ДС в переменном поле.

Цель данной работы — исследование влияния облучения ускоренными частицами на условия перехода аморфной структуры цилиндрических доменов (АДС) в состояние гексагональной решетки (ГР) и лабиринтную доменную структуру (ЛДС), а также описание перехода АДС–ГР.

1. Эксперимент

ДС наблюдались на магнитооптической установке при помощи эффекта Фарадея. Исследования были проведены на одноосной эпитаксиальной пленке $(\text{YEuTmCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ толщиной $h = 2.9 \mu\text{m}$ с намагниченностью насыщения $4\pi M = 250 \text{Gs}$. Выбор данного образца обусловлен двумя обстоятельствами. Во-первых, ДС в таких пленках легко наблюдаются, а технология их выращивания позволяет получать образцы высокой степени совершенства. Во-вторых, особенности влияния облучения на магнитные и структурные свойства пленок ферритов-гранатов очень хорошо изучены (см., например, [9]). Для внесения в образец дополнительных дефектов его облучали ионами Ne^+ (60 keV) до дозы $0.8 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$. Используемая доза меньше значения $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$, необходимого для формирования по всей толщине облученного слоя анизотропии типа легкая плоскость, поэтому основное влияние на ДГ оказывают радиационные дефекты. Для данных условий облучения глубина проникновения ионов Ne^+ в образец около $0.1 \mu\text{m}$; следовательно, при такой толщине пленки все дефекты локализованы вблизи ее поверхности.

Формирование АДС производилось при переходе образца из насыщенного состояния в многодоменное при уменьшении внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки. Переходы АДС–ГР–ЛДС осуществлялись приложением к образцу переменного магнитного поля H , ориентированного вдоль нормали к поверхности

($H = H_0 \sin \omega t$, где $\omega/2\pi = 300 \text{ Hz}$, $H_0 = 0-80 \text{ Oe}$). Приложение переменного магнитного поля приводило к преобразованиям ДС, которые проявлялись в изменении размеров доменов и их перемещениях. В течение некоторого времени изменения заканчивались, и в результате ДС переходила в стабильное состояние для данного значения H_0 . Преобразования ДС считались законченными после прекращения перемещения доменов. Далее с целью уменьшения размытости ДГ на изображениях амплитуда переменного поля уменьшалась до нуля.

Промежуточное между АДС и ГС состояние ДС представляет собой поликристаллическую структуру (ПС). Она состоит из блоков ГР, разделенных дефектами и участками АДС. Для количественного описания ДС, находящейся в этом состоянии, использовалось среднее число доменов, составляющих один блок с гексагональной упаковкой (N). Другими измеряемыми величинами были критические поля переходов АДС-ПС (поле H_1) и ГР-ЛДС (поле H_2). Необходимо отметить, что если поле перехода ГР-ЛДС легко определяется по образованию в ДС полосовых доменов, то строгого критерия для отличия АДС от ПС нет. В настоящей работе, как и в [10], величина H_1 определялась по зарождению в ДС зародышей ГР. При этом зародышем ГР считался блок с гексагональной упаковкой, содержащий не менее 30 доменов. Такой критерий очень близок к выбранному в [11]; кроме того, именно 30 доменов необходимо для построения второй координационной сферы ГР цилиндрических доменов с учетом того факта, что ее элементарная ячейка содержит два домена. Поскольку в АДС не наблюдались блоки ГР с числом доменов $N \geq 30$, образование блоков с таким числом доменов мы использовали в качестве критерия перехода АДС в поликристаллическую решетку. При $H_1 < H_0 < H_2$ ДС представляла собой совокупность блоков ГР с величиной $N \geq 30$.

2. Результаты и их обсуждение

Зависимость $N(H_0)$ приведена на рис. 1. Как видно из этого рисунка, среднее число доменов в блоке ГР растет с увеличением H_0 , а облучение приводит к смещению этой зависимости вдоль оси H_0 в сторону больших амплитуд переменного поля. Области существования АДС, ПС, ГР и ЛДС для облученного и необлученного образцов отделены на рис. 1 вертикальными линиями. Видно, что облучение образца приводит к увеличению H_1 на 25%, H_2 на 17%. Это большие изменения, так как фазовый переход при $H = H_2$ наблюдается очень четко и происходит в довольно узком интервале полей. Кроме того, использованный критерий определения H_1 позволяет также надежно определять поле перехода от АДС к ПС. Погрешности измерений критических полей составляют не более 3%. Поскольку эффективная температура ДС однозначно связана с амплитудой переменного поля [4,5], увеличение критических полей

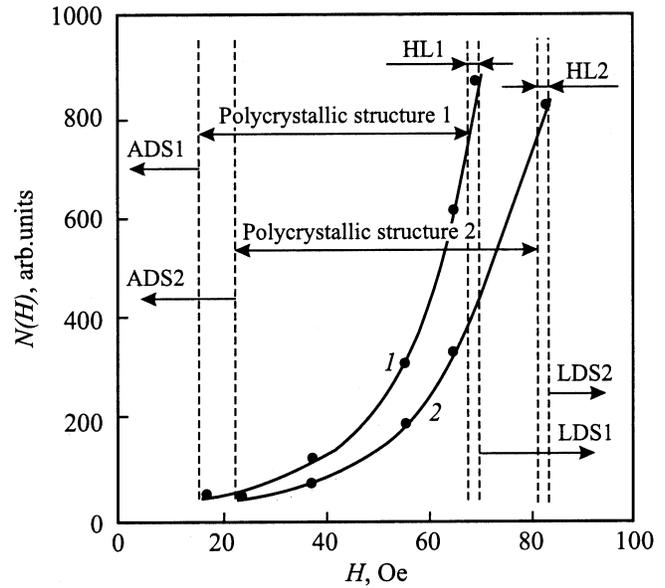


Рис. 1. Зависимость числа доменов в блоке ГР от амплитуды переменного поля. 1 — необлученный образец, 2 — облученный образец. ADS — аморфная доменная структура, LDS — лабиринтная доменная структура, HL — гексагональная решетка.

вследствие облучения может быть интерпретировано как влияние облучения на эффективную температуру фазовых преобразований ДС.

Анализ перехода АДС-ГР для облученного и необлученного образцов был проведен с использованием эффективной температуры и учетом зависимостей $N(H_0)$, приведенных на рис. 1. Этот переход имеет много общих черт с процессом кристаллизации твердых тел, поэтому анализ влияния переменного магнитного поля на изменения ДС был проведен в модели отжига дефектов кристаллической решетки твердого тела. В соответствии с [12,13] процесс ликвидации дефектов может быть описан следующим уравнением реакции:

$$dc/dt = -Kc^n, \quad K = K_0 \exp(U_0/kT), \quad (1)$$

где c — концентрация дефектов, n — порядок, K_0 — постоянная, U_0 — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — температура. Порядок реакции определяется механизмом ликвидации дефектов [12,13]. Согласно [14], основной механизм ликвидации дефектов ДС в интервале $H_1 < H_0 < H_2$ связан с миграцией их к стокам или аннигиляцией близких парных дефектов. Поэтому процесс ликвидации дефектов описывали уравнением реакции первого порядка. Видно, что уравнение (1) качественно правильно отражает поведение зависимости $N(H_0)$, приведенной на рис. 1.

Для того чтобы определить количественное соответствие зависимости $N(H_0)$ уравнению (1), необходимо использовать зависимость эффективной температуры от амплитуды переменного поля и однозначно связать число доменов в блоке ГР с концентрацией дефектов

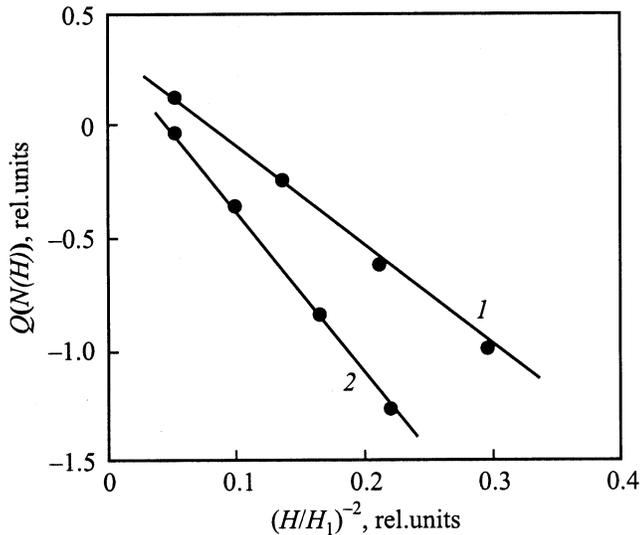


Рис. 2. Зависимость $Q(N(H))$, построенная для необлученного (1) и облученного (2) образцов. Точки — экспериментальные значения $N(H)$, сплошные линии — расчетные значения $N(H)$.

в ДС. В соответствии с представлениями, изложенными в работах [4,5], эффективная температура может быть определена как $T_{\text{эф}} = \alpha H_0^2$, где α — постоянная, зависящая от параметра образца.

Аналитическая связь между концентрацией дефектов в ДС и числом доменов в блоке ГР строилась в приближении постоянного числа доменов при увеличении переменного поля и с учетом того, что при $H_0 > H_1$ все дефекты локализованы на границах этих блоков. Была получена зависимость между числом доменов в блоке и относительной концентрацией дефектов в ДС. Ширина границы раздела между блоками ГР считалась равной размеру одной элементарной ячейки этой решетки.

Относительная концентрация дефектов была определена следующим образом: $C(N) = N_d / (N_d + N)$, где N_d — число доменов, входящих в ячейки, локализованные на границе блока, N — общее число доменов внутри блока ГР. В предположении, что блок имеет гексагональную симметрию, получено $C(N) = 4 / (4 + \sqrt{N})$. Это соотношение позволяет производить сравнение измеренной зависимости $N(H_0)$ с зависимостью $C(N)$, рассчитанной с помощью (1).

Необходимо отметить, что в соответствии с используемой моделью количество дефектов в решетке экспоненциальным образом зависит от времени. Поэтому концентрация дефектов резко уменьшается при увеличении времени пребывания ДС в переменном поле. Такое поведение соответствует принятому при постановке эксперимента способу оценки окончания преобразований ДС в переменном поле.

Для сравнения экспериментальных значений $N(H_0)$ с расчетными значениями $C(H_0)$ удобно пользоваться функцией $Q(H_0) = \ln \ln (C(H_0)^{-1})$. Тогда в соответ-

ствии с (1) и определением эффективной температуры получаем

$$Q(H_0) = A - U_0 / k\alpha H_0^2, \quad (2)$$

где A — константа, не зависящая от магнитного поля. Следовательно, если экспериментальная зависимость $N(H_0)$ соответствует данной модели, то величина Q линейно зависит от H_0^{-2} , а значение энергии активации определяет наклон этой зависимости.

Зависимости $Q(H_0^{-2})$ для облученного и необлученного образцов приведены на рис. 2. Подчеркнем, что в соответствии с результатами [14] механизм аннигиляции парных дефектов реализуется в середине интервала изменения полей H_0 . Именно поэтому на рис. 2 выбраны только эти значения амплитуды переменного поля. Как видно из рис. 2, обе зависимости линейны, причем облучение привело к изменению наклона $Q(H_0^{-2})$. Отсюда следует, что модель отжига дефектов в ДС при переходе из аморфного состояния в ГР описывается уравнением реакции первого порядка.

Тангенс угла наклона прямой $Q(H_0^{-2})$ на зависимости от H дает энергию активации отжига дефектов. Сравнение зависимостей $Q(H_0^{-2})$ для облученного и необлученного образцов показывает, что облучение ионами не только приводит к изменению первого и второго критических полей, но и вызывает изменение всего процесса кристаллизации ДС в целом, что проявляется в изменении энергии активации, которое и обуславливает изменение наклона $Q(H_0^{-2})$. Сравнение показывает, что в данном случае облучение привело к увеличению энергии активации процесса на 50%. Необходимо отметить, что изменения, произошедшие в образце, связаны с появлением дополнительных дефектов в результате облучения ионами Ne.

Таким образом, в данной работе показано, что облучение влияет на значения критических полей переходов АДС–ГР–ЛДС. Обнаружено, что $N(H_0)$ растет с увеличением H_0 , а облучение приводит к смещению этой зависимости вдоль оси H в сторону больших амплитуд переменного поля. Показано, что изменение $N(H_0)$ может быть описано в модели отжига дефектов ДС с использованием уравнения реакции первого порядка. При этом облучение приводит к увеличению энергии активации отжига структурных дефектов ДС. Эффективную температуру, связанную с переменным полем, можно использовать для описания перехода АДС–ГР.

Список литературы

- [1] Г.С. Кандаурова, А.Э. Свидерский. ЖЭТФ **97**, 25, 1218 (1990).
- [2] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. ЖЭТФ **100**, 5, 1606 (1991).
- [3] K.L. Babcock, R.M. Westervelt. Phys. Rev. Lett. **64**, 2168 (1990).
- [4] V.A. Zablotskii, Yu.A. Mamalui. J. Phys.: Cond. Matter **7**, 5271 (1995).
- [5] E.S. Denisova. Physica B, 253 (1998).

- [6] V.A. Zablotskii, Yu.A. Mamalui, E.N. Soika. 7th Int. Conf. Ferrites. Bordeaux, France (1996). P. 274.
- [7] Ю.И. Горобец, И.А. Мельничук. Сб. трудов XVII Международ. шк.-сем. „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2000). С. 494.
- [8] D.A. Chumakov, I.A. Melnichuk. Abstract 8th Europ. Magnetic Materials and Applications Conf. (EMMA). Kiev (2000). P. 279.
- [9] Н.Н. Евтихийев, Б.Н. Наумов. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник. Радио и связь, М. (1987). 488 с.
- [10] Yu.I. Gorobets, E.L. Malanushenko, I.A. Melnichuk. Book of abstracts Euro-asian Symp. „Trends in magnetism“ (EASTMAG). Ekaterinburg (2001). Vol. 17. P. 336.
- [11] Ю.И. Горобец, И.А. Мельничук, И.В. Комиссаров. Вестн. Донецк. ун-та. Сер. А. Естеств. науки 2, 98 (1999).
- [12] Л. Пранявичюс, Ю. Дудонис. Модификация свойств твердых тел ионными пучками. Мокслас, Вильнюс (1980). 243 с.
- [13] А. Голанд. Современное изучение точечных дефектов в металлах. Избранные вопросы. Мир, М. (1979). С. 243–370.
- [14] Ю.И. Горобец, И.А. Мельничук. Сб. трудов XVII Международ. шк.-сем. „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М. (2000). С. 491.