

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ТИПА ШАХМАТНОЙ ДОСКИ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗА

М. А. ЧАЛАБЯН, Я. М. ПОГОСЯН

Исследуется механизм возникновения и кинетика роста магнитной структуры типа шахматной доски в монокристаллических пленках железа, полученных методом вакуумной конденсации на сколе каменной соли. Показано, что если в начальный момент размеры возникших доменов соизмеримы с размерами областей когерентного рассеяния, то при последующем росте толщины пленок за изменение размеров доменов ответственна энергия доменных границ.

1. Введение

Магнитная структура пленок железа, полученных на сколе каменной соли путем вакуумной конденсации, представляет собой прямоугольно ограниченные домены и напоминает шахматную доску [1—3].

Возникновение магнитной структуры типа шахматной доски (СШД) в литературе объясняется эпитаксиальным ростом железных пленок при конденсации из паровой фазы металла на плоскостях (100) решетки каменной соли, что и, естественно, приводит к возникновению на поверхности монокристаллической пленки железа двухосной кристаллографической анизотропии с осями, совпадающими с направлениями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 010 \rangle$. Однако такая интерпретация образования СШД в монокристаллических пленках железа неубедительна, ибо и в случае двухосной анизотропии в тонких пленках энергетически более выгодна однодоменная магнитная структура, и в связи с этим возникновение СШД вряд ли можно интерпретировать влиянием размагничивающих полей, так как константа кристаллографической анизотропии железа составляет $4,7 \cdot 10^{-5}$ эрг/см³.

Настоящая работа предпринята с целью исследования механизма формирования доменной структуры в монокристаллических пленках железа.

2. Экспериментальная часть

Монокристаллические пленки железа были получены методом вакуумной конденсации на поверхности свежего скола каменной соли при температуре подложки 350—400°C и остаточном давлении 10^{-4} — $5 \cdot 10^{-5}$ тор [1, 2]. Исследования пленок как в обычном режиме наблюдения кристаллической структуры и дифракционных картин, так и в режиме расфокусирования для наблюдения магнитной структуры проводились на электронном микроскопе типа JEM-100U.

Электронномикроскопические исследования показали, что несмотря на то, что пленки железа являются мелкокристаллическими с размерами кристаллитов порядка 500Å, однако в результате эпитаксиального роста

кристаллографические оси у них строго ориентированы. Благодаря этому дифракционная картина, полученная с пленок железа, имеет такую же структуру, что и дифракционная картина, соответствующая массивному монокристаллу железа (см. рис. 1).



Рис. 1. Дифракционная картина от монокристаллической пленки железа.

При темнопольном электронномикроскопическом наблюдении обнаружено, что имеющийся в микрообластях некоторый разброс осей анизотропии приводит к возникновению блочной структуры, или, то же самое, когерентных областей. Кроме того, обнаружено, что при толщине пленки 150Å средний размер доменов совпадает с размерами когерентных областей. На рис. 2 приводятся обычное электронномикроскопическое изобра-

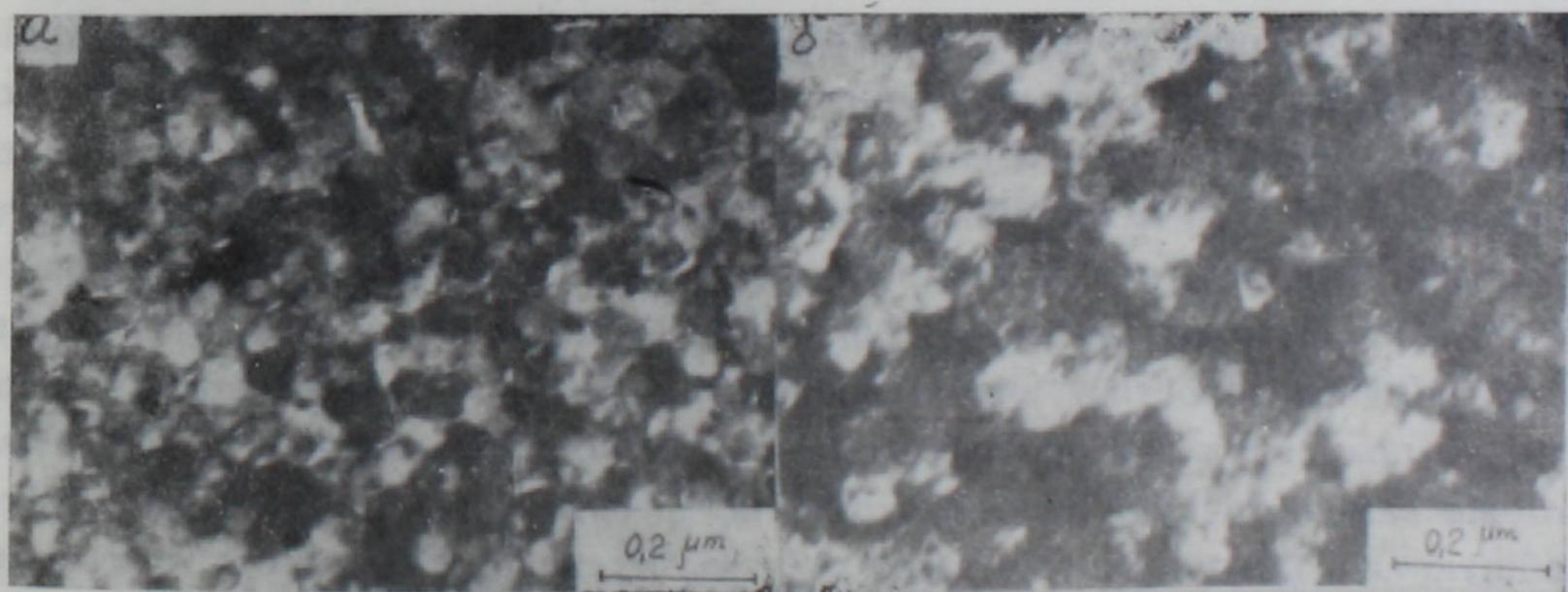


Рис. 2а. Светлопольное изображение кристаллической структуры пленки железа толщиной 150Å , эпитаксиально выращенной на сколе каменной соли.

Рис. 2б. Темнопольная микрофотография участка пленки, изображенного на рис. 2а.

жение монокристаллической пленки железа (а) и темнопольная микрофотография этой области (б), а на рис. 4а — изображение магнитной структуры этого же участка, полученное методом расфокусирования. Как видно из рис. 2б и 4а, размеры доменов для пленки толщиной 150Å соизмеримы с размерами когерентных областей (светлые области на рис. 2б). Однако, в отличие от последних домены имеют строгую прямоугольную configura-

цию, вследствие чего границы одного домена пересекают несколько когерентных областей.

Вышеприведенные обстоятельства указывают на то, что хотя СШД обусловлена монокристаллическостью железной пленки, однако форма и размеры доменов диктуются магнитным взаимодействием.

3. Выбор физической модели

Известно, что формирование металлических пленок при конденсации из паровой фазы на подложке осуществляется образованием скоплений — центров кристаллизации и их дальнейшим ростом. Согласно концепции Гелленталя [4] при достижении размеров этих скоплений некоторой определенной величины возникает собственный момент спонтанной намагниченности. Поскольку при этом каждая область рассматривается изолированной от соседних областей, то приобретенное направление намагниченности, обусловленное кристаллографической анизотропией, в каждой изолированной области (в области когерентного рассеяния) должно быть совершенно случайным. С этим обстоятельством, по-видимому, связано появление СШД в сплошной монокристаллической пленке железа.

Остается неясным, почему конфигурация доменов ни в одном случае не повторяет формы образовавшихся областей, а возникает магнитная структура типа шахматной доски с прямоугольной формой доменов?

Представим себе, что исследуемая пленка с двухосной анизотропией в плоскости пленки обладает магнитной структурой, в которой конфигурация доменов воспроизводит форму областей когерентного рассеяния (тонкие линии на рис. 3). Направления вектора намагниченности в каждой когерентной области совершенно случайны и совпадают с одним из четырех направлений кристаллографической анизотропии. Из рис. 3 легко видеть, что в этом случае возникшие в пленке доменные границы будут «заряжены». Плотность «магнитного заряда» при этом равна $\rho = -\text{div } I$ (I — вектор намагниченности). Зная закономерность пространственного изменения направления вектора намагниченности вблизи доменных границ, или то же самое, точную конфигурацию когерентных областей, можно найти общую свободную энергию такой системы и, следовательно, судить о целесообразности существования такой магнитной структуры. Математическое описание такой закономерности для случая совершенно произвольных конфигураций когерентных областей практически невозможно.

С целью упрощения задачи представим центральную когерентную область 1 в виде круга (область, обведенная пунктирными линиями на рис. 3) с радиусом R , который отделяется от других когерентных областей «круговой» доменной границей с шириной δ . Рассмотрим суммарную плотность энергии такой границы, равную

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{об} + \varepsilon_K + \varepsilon_{st}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{об}$ — плотность энергии обменного взаимодействия, которая равна соответствующей плотности энергии для обычной 90° доменной границы,

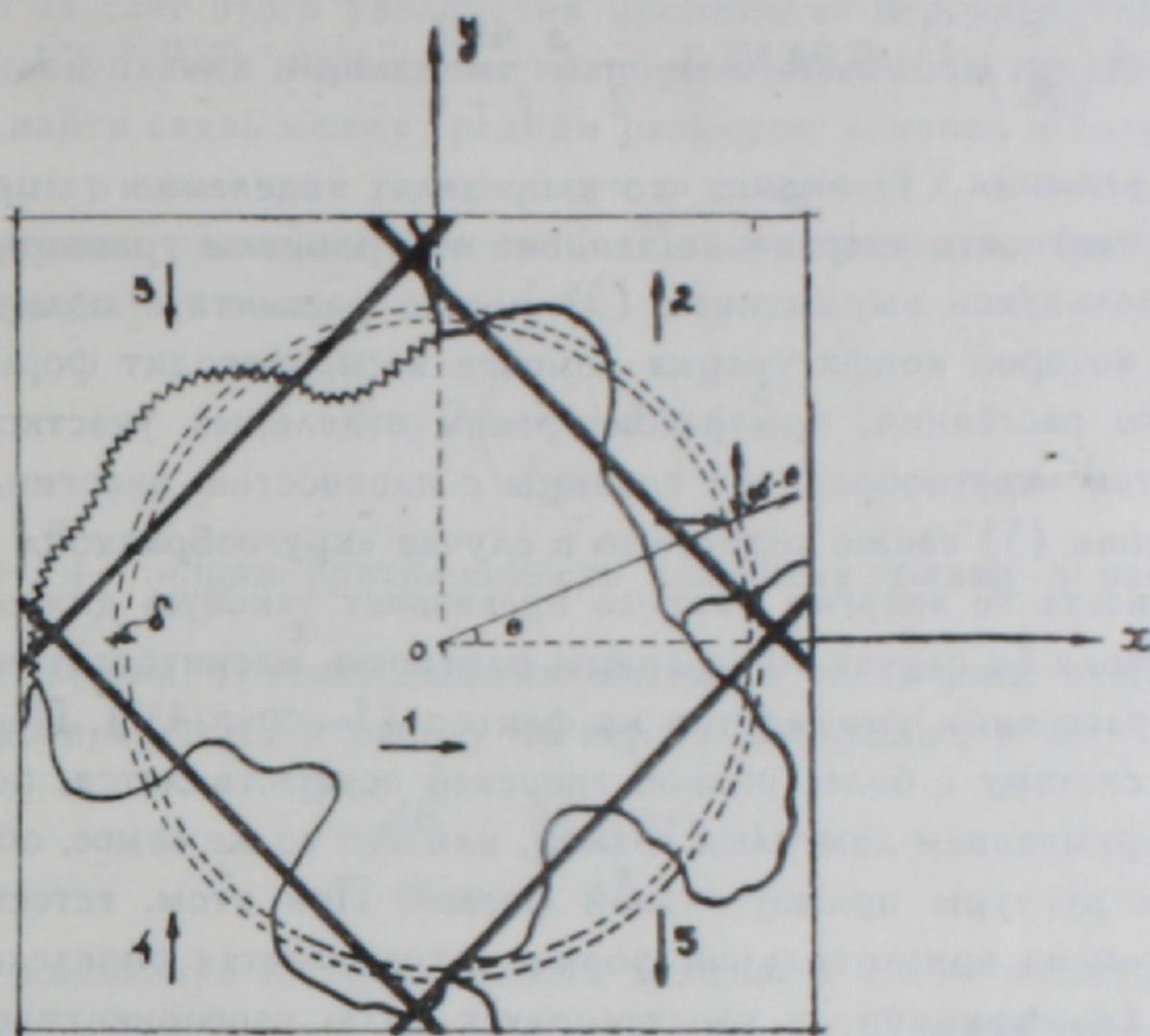


Рис. 3. Схематическое объяснение возникновения структуры типа шахматной доски.

ϵ_k — средняя плотность двухосной кристаллографической анизотропии, определяемая выражением

$$\epsilon_k = \frac{1}{2\pi R\delta} \int_R^{R+\delta} \int_0^{2\pi} K \sin^2 [2\varphi(r, \theta)] r dr d\theta, \quad (2)$$

где K — константа двухосной кристаллографической анизотропии, $\varphi(r, \theta)$ — угол между направлением вектора намагниченности в границе и нормалью к границе, а (r, θ) — переменные полярной координатной системы с началом отсчета в центральной когерентной области; ϵ_{st} — средняя плотность магнитостатической энергии полей рассеяния, равная

$$\epsilon_{st} = \frac{1}{2\pi R\delta} \frac{1}{2} I_s^2 \int_R^{R+\delta} \int_0^{2\pi} N_H [\cos \varphi(r, \theta) - \cos \theta]^2 r dr d\theta, \quad (3)$$

где N_H — фактор размагничивания неелевской границы.

Чтобы задать функцию $\varphi(r, \theta)$, представим, что направления векторов намагниченности областей, окружающих область 1, параллельны направлению ОУ. Тогда изменение угла φ в «кругообразной» границе можно представить в виде

$$\varphi(r, \theta) = \theta + \frac{\pi/2 - 2\theta}{\delta} (r - R) \quad \text{при} \quad R \leq r \leq R + \delta. \quad (4)$$

Соответственно, для плотности энергии границы получаем

$$\varepsilon_0 \simeq A \left(\frac{\pi}{2\delta} \right)^2 \delta + 0,24 K \delta + \frac{1}{2} I_s^2 \frac{4\pi t \delta}{t + \delta} \quad \text{при } (\delta/R)^2 \ll 1. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что в пределах сделанного приближения суммарная плотность энергии не зависит от кривизны границы. Это означает, что пользуясь выражением (5) можно рассчитать полную энергию системы, в которой конфигурация доменов воспроизводит форму областей когерентного рассеяния, при рассмотрении отдельных участков границы как сегментов «кругообразной» границы с плотностью энергии, равной ε_0 . Из выражения (5) также видно, что в случае «кругообразной» формы границы плотность ее энергии намного превышает таковую для обычной 90° границы Нееля (в случае 90° границы плотность магнитоэстетической энергии полей рассеяния умножается на фактор $(1 - \cos \pi/4)^2$). Переход такой системы в систему с более низкой энергией осуществляется, по-видимому, только выпрямлением доменных границ, или что то же самое, образованием доменной структуры прямоугольной формы. При этом, естественно, для создания домена прямоугольной формы затрачивается определенная энергия $\eta V_0 K$ (коэффициент η характеризует долю переориентированной области, а V_0 — объем домена).

Пусть l_0 — длина границы, которая огибает когерентную область и проходит по границам кристаллитов (для наглядности на рис. 3 часть криволинейной границы изображена в виде зигзага). В свете вышеуказанного полная энергия такой системы равна $E_0 = \varepsilon_0 l_0 t_0$. После соответствующей переориентировки мы имеем домен приблизительно с таким же объемом V_0 , но протяженностью границы $l_1 \approx 0,5 l_0$. Затрачиваемая энергия на переориентацию и образование прямоугольного домена равна

$$E_1 = \eta \pi R^2 t_0 K + 0,5 l_0 t_0 \varepsilon_{90}^H, \quad (6)$$

где ε_{90}^H — плотность энергии обычной 90° неелевской границы. Величина t_0 , фигурирующая в E_0 и E_1 , представляет собой ту толщину пленки, при которой образуется магнитная структура типа шахматной доски со средней площадью домена πR^2 . Отношение E_0/E_1 для пленки железа толщиной $t \approx 150 \text{ \AA}$ всегда больше единицы при любом значении коэффициента η . Иными словами, возникшая доменная структура в монокристаллических пленках железа всегда будет иметь прямоугольную форму, если даже при этом затрачивается энергия для перемагничивания всей области.

В свете вышеизложенного при рассмотрении пленки в целом отождествление форм доменов с формами областей когерентного рассеяния теряет смысл. В пользу такого утверждения говорит также наблюдаемый рост среднего размера доменов со СШД при увеличении толщины монокристаллической пленки железа, хотя при этом рост областей когерентного рассеяния не имеет места (размеры когерентных областей зависят от температуры подложки во время осаждения пленки, от степени шероховатости поверхности скола подложки и т. д.). На рис. 4 приведена серия электронномикроскопических снимков, иллюстрирующая изменение размеров доменов с

ростом толщины пленки. Наблюдаемый рост, по-видимому, связан с увеличением энергии системы при росте толщины пленки, которое приводит к тому, что за счет этого увеличения происходит перемагничивание некоторых областей пленки и доменные границы в этих областях исчезают.

Чтобы найти связь между средним размером доменов и толщиной, рассмотрим пленку единичной поверхности с толщиной t , в которой имеется СШД со средним размером доменов x . Полную энергию такой системы можно представить в виде

$$E = 2 \left(\frac{1}{x} + 1 \right) t \epsilon_{90}^H, \quad (7)$$

где $2 \left(\frac{1}{x} + 1 \right)$ — общая протяженность доменных границ в рассматриваемом объеме пленки. В свете вышеизложенного увеличение этой энергии с толщиной превращается в работу на перемагничивание, т. е.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2Kt dx}{x^2}, \quad (8)$$

где $2x dx$ — изменение площади одного домена, а $1/x^2$ — число доменов на единице площади. Вопреки результатам работы [5], где предполагается, что увеличение размеров доменов осуществляется смещением доменных границ, в нашем случае, как это видно из рис. 4, процесс роста размеров до-

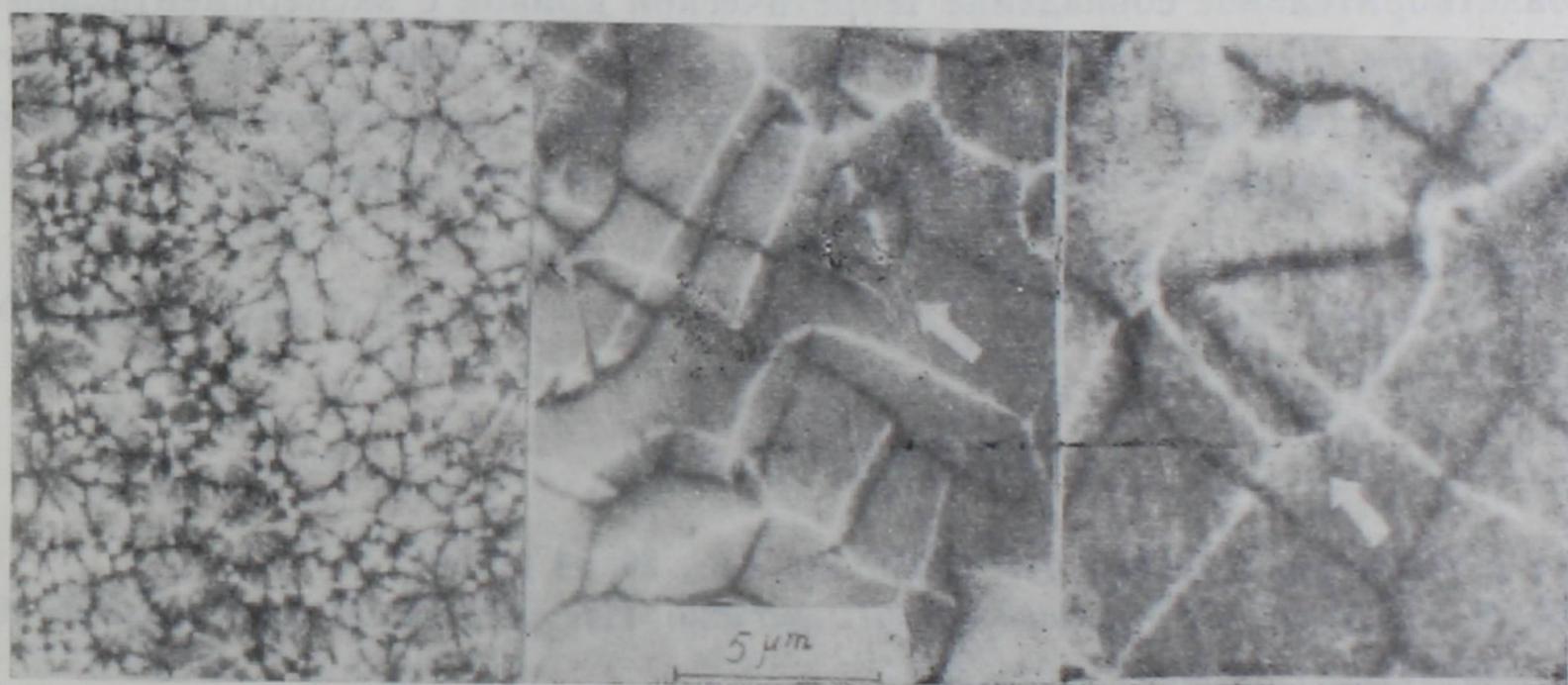


Рис. 4. Изменение размеров доменов с ростом толщины монокристаллической пленки железа: $a - t = 150 \text{ \AA}$, $b - t = 700 \text{ \AA}$, $c - t = 1000 \text{ \AA}$. На рисунках 4б, в стрелками указаны границы, которые находятся в процессе исчезновения.

менов осуществляется локальным вращением векторов намагниченности вблизи границ и их исчезновением, в связи с чем в выражении (8) фигурирует константа кристаллографической анизотропии. Дифференциальное уравнение (8) нами было решено графически — методом ломаных [6]. Решение этого уравнения изображено на рис. 5 сплошной линией; там же от-

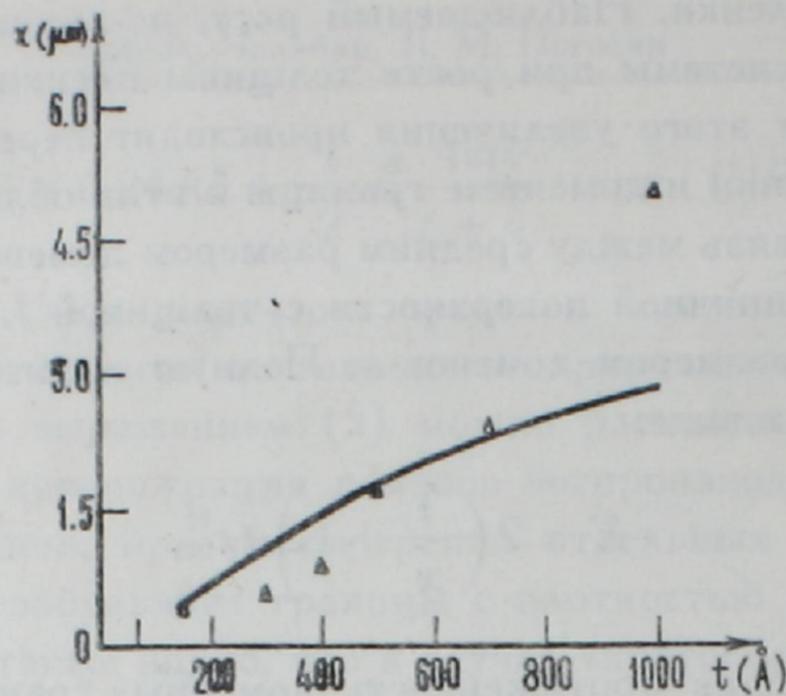


Рис. 5. Зависимость размеров доменов от толщины пленки: сплошной линией представлена расчетная кривая, \triangle — экспериментальные точки.

мечены экспериментальные точки. При графическом решении (8) для всех толщин пленок ширина доменных границ принималась равной $3 \cdot 10^{-6}$ см ($\frac{d\delta}{dt}$ принималась равной нулю из-за малого изменения δ в рассматриваемом интервале толщин), а за начальную точку (x, t) была принята точка ($3 \cdot 10^{-5}$ см, 10^{-6} см).

Из рис. 5 видно, что в интервале толщин $150 \text{ \AA} \leq t \leq 700 \text{ \AA}$ имеется удовлетворительное совпадение теоретической кривой с экспериментальными точками. Наблюдаемое расхождение при $t \geq 1000 \text{ \AA}$, по-видимому, обусловлено тем, что при этих толщинах в пленках существует качественно другой тип границы—граница Блоха, что нами не учитывается.

Ереванский государственный
университет

Поступила 25.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Киренский и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 34 (1966).
2. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, И. П. Антипин. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 46 (1966).
3. H. Sato, R. S. Toth, R. W. Astrue. J. Appl. Phys., 33, 1113 (1962).
4. W. Hellenthal. Z. angew. Phys., 13, 147 (1961).
5. O. Bostanjoglo, A. Oelmann. Z. angew. Phys., 32, 118 (1972).
6. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М., 1971.

ԵՐԿԱԹԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՇԱԽՄԱՏԱՅԻՆ ՏԻՊԻ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, ՅԱ. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտվում է քարշղի վրա վակուումային կոնդենսացիայի մեթոդով ստացված երկաթի միաբյուրեղային թաղանթների շախմատային տիպի մագնիսական կառուց-

վածքի առաջացման մեխանիզմը և աճի կինեմատիկան: Յույց է տրված, որ եթե սկզբնական շրջանում դոմենների մեծությունները համաչափելի են կոհերենտ ցրման տիրույթների շափսերի հետ, ապա թաղանթների հաստության հետագա մեծացման ժամանակ դոմենների շափսերի փոփոխությունը պայմանավորված է դոմենների սահմանների էներգիայի փոփոխմամբ:

THE MECHANISM OF CHECKERBOARD TYPE MAGNETIC-STRUCTURE FORMATION IN SINGLE-CRYSTAL THIN IRON FILMS

M. A. CHALABYAN, Ya. M. POGOSYAN

The mechanism of the formation of checkerboard type domain structure in single crystal iron films is investigated by means of the electron microscopic method. For thicknesses of iron films $t < 1000 \text{ \AA}$ the calculated average dimensions of domains, proportional to the film thickness, were shown to well agree with experimental values.