

УДК 537.62

©1995

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПАР И КЛАСТЕРОВ ВЕРТИКАЛЬНЫХ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ

В.И.Береснев, Б.Н.Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург
(Поступила в Редакцию 20 января 1994 г.
В окончательной редакции 12 июля 1994 г.)

Исследованы статические свойства вертикальной блоховской линии (ВБЛ), пары ВБЛ и кластера ВБЛ в скрученной доменной границе (ДГ). Найлены зависимости равновесных размеров пар и кластера ВБЛ от параметров магнитной пленки. Рассмотрено движение доменной стенки и найдены подвижности ВБЛ и их пар. Исследованы инерционные свойства ВБЛ в зависимости от параметров пленки. Показано, что в скрученной ДГ как статические, так и динамические характеристики ВБЛ и их кластеров могут значительно отличаться от случая блоховской ДГ.

Известно [1], что пары вертикальных блоховских линий (ВБЛ), так называемые -2π ВБЛ, можно использовать в качестве носителей информации в устройствах памяти со сверхвысокой плотностью записи. В связи с этим исследование статических и динамических свойств ВБЛ имеет важное прикладное значение. Исследование этих свойств весьма актуально и с научной точки зрения, поскольку позволяет получить новую информацию как о тонких особенностях строения доменных стенок, так и о новых динамических явлениях, связанных с динамическим преобразованием структуры доменных границ (ДГ).

В качестве материала в запоминающих устройствах на ВБЛ используются магнитно-одноосные феррит-гранатовые пленки с редкоземельными добавками, обладающие фактором качества $Q = K/2\pi M^2 > 1$ (K — константа одноосной анизотропии, M — намагниченность насыщения). В таких пленках ДГ являются скрученными [2]. Известно, что скрученность ДГ оказывает определяющее влияние на динамические свойства ДГ, но в то же время она практически не учитывалась при изучении статических и динамических свойств ВБЛ [2-6]. Однако оценки, приведенные в [7-9], показывают, что учет скрученности ДГ может оказывать существенное влияние как на статические свойства кластеров ВБЛ, так и на динамические характеристики блоховских линий, такие как подвижность и масса ВБЛ.

Целью предлагаемой работы является определение равновесных размеров, а также подвижностей ВБЛ, их пар и кластеров в скрученной ДГ в зависимости от параметров пленок и напряженности внешнего магнитного поля.

1. Статические свойства ВБЛ

Рассмотрим магнитную пленку толщиной $2c$, содержащую прямолинейную ДГ. Оси Z и Y перпендикулярны соответственно поверхности пленки и плоскости ДГ. Ось X направлена вдоль ДГ. Направление вектора намагниченности в пленке будем характеризовать с помощью полярного и азимутального углов θ и φ , отсчитываемых от осей Z и X соответственно.

Распределение намагниченности в скрученной ДГ приближенно можно описать с помощью следующих функций $\theta_0(\mathbf{r})$ и $\varphi_0(\mathbf{r})$ [10]:

$$\sin(\theta_0) = 1/\text{ch}(y/\delta), \quad \varphi_0 = -\varphi_1 \sin(\pi z/2c), \quad (1)$$

где $\delta(Q, c)$ — ширина ДГ, $2\varphi_1(Q, c)$ — угол скрученности ДГ в радианах. Функции $\delta(Q, c)$ и $2\varphi_1(Q, c)$ были определены Шлеманом [10] в результате минимизации энергии ДГ. Согласно результатам, приведенным в [10], при $Q > 2$ зависимостью δ от c можно пренебречь и $\delta \simeq \delta_0 = \sqrt{A/K}$ (A — константа обменного взаимодействия).

Пусть в ДГ находятся ВБЛ. На рис. 1 приведено распределение намагниченности в ДГ, содержащей ВБЛ, в различных сечениях по толщине пленки. Для количественного описания распределения намагниченности в изолированной ВБЛ можно воспользоваться следующими пробными функциями:

$$\begin{aligned} \sin(\theta) &= 1/\text{ch}(y/\delta), \\ \varphi &= -\pi/2 - \left(1 - (2\varphi_1/\pi) \sin(\pi z/2c)\right) \text{arctg}\left(\text{sh}(x/\Lambda)\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Плотность энергии системы имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} w(\theta, \varphi) &= A \left\{ (\partial\theta/\partial y)^2 + \sin^2(\theta) \left[(\partial\varphi/\partial x)^2 + (\partial\varphi/\partial z)^2 \right] \right\} + \\ &+ K \cdot \sin^2(\theta) = \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}^m/2, \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{H}^m — магнитостатическое поле.

Энергию ВБЛ определим как

$$E = \int_V d\mathbf{r} (w(\theta, \varphi) - w(\theta_0, \varphi_0)). \quad (4)$$

Здесь V — объем пленки.

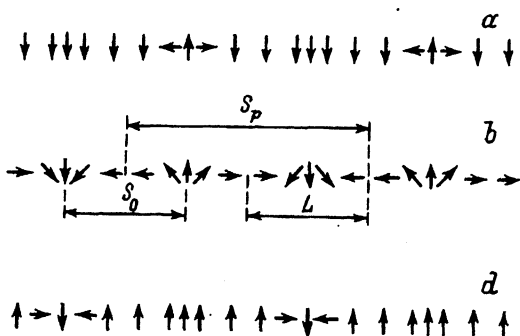


Рис. 1. Распределение намагниченности в скрученной ДГ, содержащей ВБЛ, в различных сечениях по толщине пленки.

$a - z = c, b - z = 0, d - z = -c.$

Используя (1)–(4), можно рассчитать E . В результате численной минимизации E были получены зависимости ширины ВБЛ Λ от параметров пленки (см. подробнее [11]). Как уже упоминалось выше, ВБЛ предполагается использовать в запоминающих устройствах на ВБЛ. Причем в качестве носителя информации выступает -2π пара ВБЛ. Поэтому большой интерес представляет задача об определении размера пары ВБЛ и ее динамических характеристик. Рассмотрим пару ВБЛ в скрученной ДГ, причем ограничимся случаем достаточно толстой пленки ($c/\delta_0 > 10$), в которой угол скрученности ДГ $2\varphi_1 \simeq \pi$. Для описания распределения намагниченности в скрученной ДГ, содержащей пару ВБЛ, выберем следующие пробные функции:

$$\sin(\theta) = 1/\operatorname{ch}(y/\delta),$$

$$\varphi = -\pi - \operatorname{arctg}\left[\operatorname{sh}\left((x + S/2)/\Lambda\right)\right] - \operatorname{arctg}\left[\operatorname{sh}\left((x - S/2)/\Lambda\right)\right] - 5\pi \sin(\pi z/2c) \operatorname{th}\left((2x/S)^2 - 1\right). \quad (5)$$

Размер пары ВБЛ будем характеризовать величиной S , равновесное значение которой мы находили с помощью численной минимизации энергии пары ВБЛ (см. (4)), причем θ и φ определяются (5) (подробнее см. [12]). Численные расчеты показали, что учет скрученности ДГ оказывает значительное влияние на размер пары ВБЛ. На рис. 2 приведена зависимость S от фактора качества Q пленки (кривая 1). Кривая 2 соответствует $S(Q)$ для пары ВБЛ в пленке конечной толщины без учета скрученности ДГ. Из результатов, приведенных на рис. 2, видно, что размер пары ВБЛ увеличивается с ростом Q . Это объясняется тем, что мы увеличивали Q при фиксированном значении константы одноосной анизотропии, т.е. за счет уменьшения $4\pi M$, что приводит к ослаблению сил магнитоэстатического притяжения между ВБЛ. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что значение S в скрученной ДГ увеличивается почти в два раза.

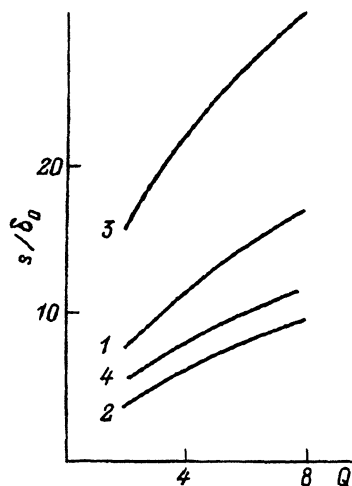


Рис. 2. Зависимости размеров кластеров ВБЛ от фактора качества магнитной пленки.

1 — $S(Q)$ пары ВБЛ в скрученной ДГ, 2 — $S(Q)$ пары ВБЛ в нескрученной ДГ, 3 — $S_2(Q)$ — расстояние между парами ВБЛ в кластере из четырех ВБЛ, 4 — $S_0(Q)$ пары ВБЛ в кластере.

Далее большой интерес представляет взаимодействие пар ВБЛ между собой. Рассмотрим кластер, состоящий из двух пар ВБЛ (рис. 1), который характеризуется параметрами S_p — расстояние между парами ВБЛ и S_0 — размером пары. Пробную функцию, описывающую распределение намагниченности в таком кластере в полностью скрученной ДГ, можно представить в виде

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \left[\operatorname{sh} \left((x + (S_p - S_0)/2)/\Lambda \right) \right] - \operatorname{arctg} \left[\operatorname{sh} \left((x - (S_p - S_0)/2)/\Lambda \right) \right] - \\ - \operatorname{arctg} \left[\operatorname{sh} \left((x + (S_p + S_0)/2)/\Lambda \right) \right] - \operatorname{arctg} \left[\operatorname{sh} \left((x - (S_p + S_0)/2)/\Lambda \right) \right] - \\ - (\pi/2) \sin(\pi z/2c) \operatorname{th} \left[\left((2x/(S_p - S_0))^2 - 1 \right) \left((2x/(S_p + S_0))^2 - 1 \right) \right]. \quad (6)$$

Нами была проведена численная минимизация энергии такой структуры относительно S_0 и S_p [13]. На рис. 2 приведены зависимости S_p (кривая 3) и S_0 (кривая 4) от фактора качества пленки Q . Отметим, что если бы ВБЛ в кластере были равномерно распределены, то S_p равнялось бы удвоенной величине S_0 . Как видно из результатов, представленных на этом рисунке, расстояние между парами больше $2S_0$. В кластере из четырех ВБЛ пары ВБЛ притягиваются за счет того, что соседями в них оказываются ВБЛ с противоположными магнитными зарядами. Указанное притяжение слабее, чем для ВБЛ в паре (ослабление за счет крайних ВБЛ), в результате S_p оказывается больше $2S_0$ и устойчивому состоянию кластера из четырех ВБЛ соответствуют две взаимодействующие пары ВБЛ. Из рис. 2 видно также, что S_0 несколько меньше размера изолированной пары ВБЛ.

2. Стационарное движение ДГ

Известно, что скрученность ДГ практически не влияет на подвижность ДГ, движущейся во внешнем магнитном поле H_0 , приложенном перпендикулярно плоскости пленки [2]. Рассмотрим стационарное движение ДГ, содержащей периодически распределенную систему ВБЛ. Пусть каждая ВБЛ занимает в ДГ область длиной L и $L \ll \Lambda$, т.е. мы рассматриваем ситуацию, когда блоховские линии значительно удалены друг от друга. Тогда распределение намагниченности в каждой отдельной ВБЛ можно описать с помощью (2). Изменение энергии движущейся ДГ можно представить в следующем виде:

$$\delta W = (M/\gamma) \int d\mathbf{r} \left\{ -(\dot{\theta} + \alpha\dot{\varphi} \sin(\theta)) \sin(\theta) \delta\varphi + (\dot{\varphi} \sin(\theta) - \alpha\dot{\theta}) \delta\theta \right\}. \quad (7)$$

Здесь γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта,

$$\int d\mathbf{r} = \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-L/2}^{L/2} dx \int_{-c}^c dz.$$

При этом W по смыслу представляет энергию ДГ на единицу ВБЛ. Полагаем, что движение ДГ и ВБЛ в ней можно описать параметрами: $q(t)$ — положение центра ДГ и $q_l(t)$ — положение ВБЛ, причем $\theta(y - q(t))$, $\varphi = \varphi(x - q_l(t))$. При этом пренебрегаем нелинейными эффектами, связанными, например, с гиротропным изгибом ДГ, обусловленным движением ВБЛ [6]. Используя (2), (7), можно получить [2,14] следующие уравнения, описывающие движение ДГ и ВБЛ:

$$\partial W / \partial q = (4Mc/\gamma) \{ \pi \dot{q}_l - \alpha L \dot{q} / \delta \}, \quad (8)$$

$$\partial W / \partial q_l = (4Mc/\gamma) \{ \pi \dot{q} + 2\alpha \delta \dot{q}_l (1 + 2\varphi_1^2/\pi^2) / \Lambda \}. \quad (9)$$

В (9) L — эффективная длина, занимаемая в ДГ отдельной блоховской линией (рис. 1) и равная периоду распределения ВБЛ. Пусть ДГ движется в поле H_0 , приложенном перпендикулярно плоскости пленки. Тогда $\delta W = 4MH_0cL\delta q$, и из (9) получаем:

$$\dot{q}_l = -(\pi\Lambda/2\alpha\delta)\dot{q}/(1 + 2\varphi_1^2/\pi^2). \quad (10)$$

Таким образом, скрученность ДГ уменьшает отношение \dot{q}_l/\dot{q} . Это связано с увеличением вязкой динамической силы, действующей на ВБЛ (второе слагаемое в правой части уравнения (9)). Из (8) находим

$$\dot{q} = -\mu H_0, \quad \mu = \mu_0 \left(1 + (\pi^2\Lambda/2\alpha^2L) / (1 + 2\varphi_1^2/\pi^2) \right)^{-1}. \quad (11)$$

Здесь $\mu_0 = \gamma\delta/\alpha$ — подвижность блоховской ДГ. Если отношение $\Lambda\pi^2/2\alpha^2L$ не мало, то получаем известный результат [2,14]: периодическое распределение ВБЛ в ДГ значительно понижает ее подвижность. Причем для материалов с $\alpha \ll 1$ имеем

$$\mu \simeq \mu_0 (2\alpha^2L/\pi^2\Lambda) (1 + 2\varphi_1^2/\pi^2). \quad (12)$$

Для максимального значения угла скрученности ДГ $2\varphi_1 = \pi$ величина μ в 1.5 раза превышает подвижность нескрученной ДГ с периодическим распределением ВБЛ. Другим проявлением влияния скрученности ДГ на ее динамические свойства оказывается влияние зависимости μ от толщины пленки. Так, $2\varphi_1$ растет с увеличением c до своего максимального значения π [10]. В то же время Λ уменьшается с ростом c [11]. Все это вместе взятое приводит к увеличению μ ДГ с ростом c в интервале толщин пленки c/δ_0 от 1 до 50.

Устремляя в (11) $L \rightarrow \infty$, получаем эффективную подвижность изолированной ВБЛ в поле H_0

$$\mu_l = \mu_l^0 (\Lambda/\Lambda_0) / (1 + 2\varphi_1^2/\pi^2). \quad (13)$$

Здесь $\mu_l^0 = \mu_0\pi\sqrt{Q}/2\alpha$ — подвижность ВБЛ в нескрученной ДГ. На рис. 3 приведена зависимость μ_l/μ_l^0 от толщины пленки. Видно, что с увеличением c подвижность ВБЛ падает. Это обусловлено как увеличением φ_1 с ростом c [10], так и уменьшением Λ [11]. На рис. 4 приведены результаты расчета $\mu_l(Q)$ в достаточно толстых пленках, в которых угол $2\varphi_1$ максимален (кривая 1). Видно, что μ_l/μ_l^0 падает с ростом Q и при больших значениях Q стремится к значению $\mu_l/\mu_l^0 = 2/3$,

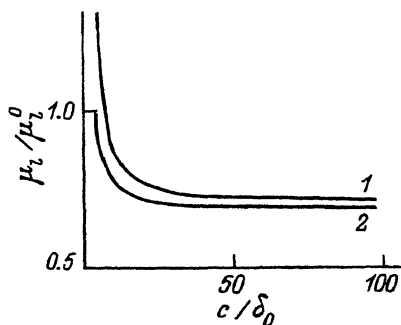


Рис. 3. Зависимость подвижности ВБЛ от толщины пленки.
1 — $Q = 5$, 2 — $Q = 2$.

что полностью согласуется с результатами анализа, проведенного в [7,8]. Обратим внимание на следующий факт. Подставляя подвижность жесткой ДГ с периодическим распределением ВБЛ (12) в (10), получаем, что скорость свободного движения таких ВБЛ не зависит от угла скрученности ДГ φ_1 . В этом качественное отличие движения изолированной ВБЛ (13) от динамики периодически распределенных ВБЛ.

Рассмотрим теперь движение ВБЛ под действием поля H_x , приложенного вдоль ДГ. В этом случае ДГ покоится, а изменение энергии системы обусловлено полем H_x

$$\delta W = -2\pi\delta M H_x R(\varphi_1)\delta q_l, \quad (14)$$

где

$$R(\varphi_1) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\xi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi \frac{(1 - 2\varphi_1 \sin(\varphi)/\pi)}{\text{ch}(\xi)\sqrt{1 + \text{sh}^2(\xi)(1 - 2\varphi_1 \sin(\varphi)/\pi)^2}}. \quad (15)$$

Интеграл $R(\varphi_1)$ легко находится численно. Используя (9) и (14), получаем

$$\dot{q}_l = \tilde{\mu}_l H_x, \quad (16)$$

$$\tilde{\mu}_l = \tilde{\mu}_l^0 \frac{\Lambda}{\Lambda_0} \frac{R(\varphi_1)}{1 + 2\varphi_1^2/\pi^2}, \quad (17)$$

где $\tilde{\mu}_l^0 = \gamma\pi\Lambda_0/2\alpha$ — подвижность ВБЛ в нескрученной ДГ в поле H_x . Сравнение (17) и (13) показывает, что зависимости $\tilde{\mu}_l/\tilde{\mu}_l^0$ и μ_l/μ_l^0 от параметров пленки аналогичны. Небольшое количественное различие между ними связано с множителем $R(\varphi_1)$ в (17), который при $\varphi_1 = 0$ равен единице и медленно уменьшается до 0.88 при $\varphi_1 = \pi/2$. Минимальная величина $\tilde{\mu}_l$ при $\varphi_1 = \pi/2$ и $Q \gg 1$ стремится к $0.6\tilde{\mu}_l^0$, что несколько превышает значение $\tilde{\mu}_l$, полученное в [7,8].

Рассмотрим теперь движение пары ВБЛ в ДГ под действием поля H_0 и ограничимся случаем достаточно толстых пленок, когда $2\varphi_1 = \pi$. Структуру движущейся ДГ будем описывать функциями $\theta(y - q(t))$ и $\varphi = \varphi(x - q_p(t))$; $q_p(t)$ — положение центра пары ВБЛ. Используя (5) и (7), получаем:

$$\dot{q}_p = \mu_p H_0, \quad \mu_p = \mu_l^0 / \left[1 + (S/\Lambda) / \text{sh}(S/\Lambda) + 0.317\pi^2 \Lambda/S \right]. \quad (18)$$

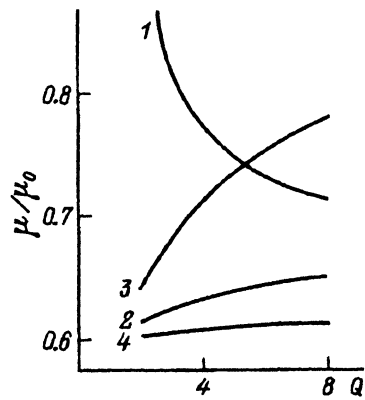


Рис. 4. Зависимости подвижностей ВБЛ от фактора качества магнитной пленки.

1 — $\mu_1/\mu_1^0(Q)$, 2 — $\mu_p/\mu_1^0(Q)$ для скрученной ДГ, 3 — $\mu_p/\mu_1^0(Q)$ для нескрученной ДГ, 4 — $\mu/\mu_1^0(Q)$ кластера из двух пар ВБЛ.

μ_p представляет по смыслу эффективную подвижность пары ВБЛ в поле H_0 . Видно, что подвижность пары ВБЛ зависит от ее размера. На рис. 4 приведена зависимость μ_p/μ_1^0 от Q . При расчете согласно (18) мы использовали результаты расчета равновесного размера S при заданном Q (рис. 2). Кривая 2 соответствует скрученной ДГ, 3 — паре ВБЛ в нескрученной ДГ. Из сравнения кривых 2 и 3 видно, что подвижность пары ВБЛ в скрученной ДГ ниже. На этом же рисунке приведена зависимость от Q подвижности кластера из двух пар ВБЛ [13] — кривая 4.

3. Инерционные свойства ВБЛ

Рассмотрим инерционное движение ВБЛ в ДГ. Для расчета массы изолированной ВБЛ воспользуемся методом, который впервые применил Беккер [15] при расчете эффективной массы блоховской ДГ. В [16] этот метод был применен при нахождении массы ВБЛ в нескрученной ДГ. Движение ВБЛ может сопровождаться гиротропным прогибом ДГ в месте нахождения ВБЛ [6], но мы его учитывать не будем. Движение ВБЛ вдоль оси x означает, что в области ВБЛ вектор намагниченности M должен прецессировать вокруг оси z с угловой скоростью

$$\omega = d\varphi/dt = -v d\varphi/dx, \quad (19)$$

v — скорость движения ВБЛ.

Такая прецессия возможна лишь тогда, когда в ДГ (в слое $\sim \pi\delta$ — эффективная ширина ДГ) вдоль оси z появляется поле H_d , причем

$$d\varphi/dt = \gamma H_d. \quad (20)$$

В принципе поле H_d обусловлено появлением на ВБЛ дополнительных полюсов при ее движении. Дополнительная энергия ДГ, связанная с

где m_l — эффективная масса ВБЛ. Интегрируя (21) с учетом (2) и (20), получаем

$$m_l = m_l^0 (\Lambda/\Lambda_0) (1 + 2\varphi_1^2/\pi^2), \quad (22)$$

где $m_l^0 = 2\pi c\delta_0 m_d / \sqrt{Q}$, m_d — масса Деринга.

Сравнивая (22) и (13), видим, что величина m_l/m_l^0 обратно пропорциональна μ_l/μ_l^0 . Таким образом, m_l/m_l^0 увеличивается с ростом Q и толщины пленки $2c$ (рис. 3, 4). В толстых пленках, в которых ДГ полностью скручена ($2\varphi_1 = \pi$), m_l в 1.5 раза превосходит массу ВБЛ m_l^0 в нескрученной ДГ.

Аналогичный расчет массы пары ВБЛ m_p в полностью скрученной ДГ с помощью (6) дает

$$m_p = m_l^0 \left(1 + (S/\Lambda) / \text{sh}(S/\Lambda) + 0.317\pi^2 \Lambda/S \right). \quad (23)$$

В отличие от m_l/m_l^0 m_p/m_l^0 уменьшается с ростом Q , так как при этом увеличивается размер пары S . В пределе $Q \gg 1$ S растет и m_p будет стремиться к m_l^0 .

Как уже упоминалось выше, при выводе массы ВБЛ мы не учитывали гиротропный прогиб ДГ под действием ВБЛ. Такое приближение может быть оправдано в случае «жесткой» стенки, когда величина изгиба ДГ в месте нахождения ВБЛ мала. Жесткость стенки можно повысить, например, увеличивая градиент магнитного поля H'_z , стабилизирующего ДГ. В противном случае основной вклад в массу ВБЛ чисто гиротропного происхождения, т.е. кинетическая энергия ВБЛ локализована в изгибе ДГ [6,17]. Построенная в настоящей работе теория динамических свойств ВБЛ в скрученной ДГ справедлива при достаточно малых скоростях движения ДГ. При скоростях, близких к критической скорости движения [2], определяющее влияние на динамику ДГ и ВБЛ будут оказывать процессы, идущие с генерацией и движением горизонтальных блоховских линий.

Итак, в настоящей работе рассмотрены статические и динамические свойства ВБЛ и их кластеров в скрученной ДГ. Найдены зависимости размеров ВБЛ, пары ВБЛ и кластера из двух пар ВБЛ в зависимости от параметров магнитной пленки. Рассмотрено стационарное движение ДГ во внешнем магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости пленки, и получены зависимости подвижностей ВБЛ и их кластеров от параметров пленки с учетом их равновесных размеров. Так, в частности, в скрученной ДГ подвижность ВБЛ уменьшается по сравнению со случаем нескрученной ДГ, а подвижность самой ДГ с периодическим распределением ВБЛ увеличивается. Рассмотрены инерционные свойства ВБЛ и рассчитаны эффективные массы ВБЛ и их пар в зависимости от толщины пленки и параметров магнитного материала. Полученные результаты могут оказаться полезными для оценки плотности записи в запоминающих устройствах на ВБЛ, а также могут быть использованы при моделировании продвижения ВБЛ в регистрах памяти (такие расчеты проводились, например, в [18]).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Konishi S. // IEEE Trans. Magn. 1983. V. 19. N 5. P. 1838-1840.
- [2] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 384 с.
- [3] Hubert A. // AIP Conf. Proc. 1973. N 18. P. 178-182.
- [4] Ялышев Ю.И., Политов В.Ю., Показаньев В.Г. // ФММ. 1986. Т. 62. № 1. С. 61-68.
- [5] Hayashi N., Nakatani Y. // IEEE Trans. Magn. 1986. V. 22. N 5. P. 796-798.
- [6] Звездин А.К., Попков А.Ф. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 11. С. 1789-1798.
- [7] Ходенков Г.Е. // Тез. докл. Всес. семинара «ЦМД/ВБЛ в системах обработки и хранения информации. Доменные и магнитооптические устройства». М., 1989. С. 7.
- [8] Ходенков Г.Е. // Тез. докл. XII школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Новгород, 1990. С. 198-199.
- [9] Звездин А.К., Попков А.Ф., Сереченко В.А. // ФММ. 1988. Т. 65. № 5. С. 877-881.
- [10] Schlomann E. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1837-1849.
- [11] Береснев В.И., Никитин А.В., Филиппов Б.Н. // ФММ. 1994. № 1. С. 1-4.
- [12] Береснев В.И., Никитин А.В., Филиппов Б.Н. // ФММ. 1991. № 8. С. 59-64.
- [13] Береснев В.И., Никитин А.В., Филиппов Б.Н. // ФММ. 1992. № 11. С. 55-58.
- [14] Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев: Наук. думка, 1988. 165 с.
- [15] Беккер Р. // Ферромагнитный резонанс. М: ИЛ, 1952. С. 303-311.
- [16] Holyst J., Sukiennicki A. // Acta Phys. Pol. A. 1982. V. 61. N 4. P. 361-370.
- [17] Никифоров А.В., Сонин Э.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 8. С. 325-327.
- [18] Редько В.Г., Попков А.Ф., Звездин А.К. и др. // Тез. докл. Всес. семинара «ЦМД/ВБЛ в системах обработки и хранения информации. Доменные и магнитооптические устройства». М., 1989. С. 3-4.