

PACS numbers: 75.60.Ch, 75.70.Ak, 75.70.Kw, 75.75.+a, 85.70.Ay, 85.70.Kh

Динамика доменной границы со сложной внутренней структурой цилиндрического магнитного домена во внешних магнитных полях

А. Б. Шевченко

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев 142, Украина*

Исследовано динамическое поведение доменной границы со сложной внутренней структурой цилиндрического магнитного домена, образованного в одноосной магнитной плёнке. Показана возможность генерации вертикальных блоховских линий внешним переменным магнитным полем. Определены условия реализации данного процесса. Установлено, что наличие в доменной границе блоховской точки противодействует образованию блоховских линий.

Досліджено динамічну поведінку доменної стінки зі складною внутрішньою структурою циліндричної магнетної домени, утвореної в одновісній магнетній плівці. Показана можливість генерації вертикальних Блохових ліній зовнішнім змінним магнетним полем. Визначено умови реалізації даного процесу. Встановлено, що наявність у доменній стінці Блохової точки протидіє утворенню Блохових ліній.

The dynamical behaviour of the domain wall with complex interior structure of the cylindrical magnetic domain formed in a uniaxial magnetic film is investigated. The opportunity of generation of vertical Bloch lines by the external alternating magnetic field is shown. Conditions of a given process realization are determined. As shown, a presence of the Bloch point within the domain wall inhibits the Bloch lines' generation.

Ключевые слова: одноосный ферромагнетик, плёнка, доменная граница, вертикальная блоховская линия, блоховская точка, цилиндрический магнитный домен, магнитное поле, частота резонансных колебаний, генерация субструктуры.

(Получено 28 марта 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Влияние фактора размагничивания на поведение вектора намагниченности \mathbf{M} в одноосных магнитных плёнках приводит к формированию в них доменной структуры — системы однородно намагниченных областей (доменов) с различной ориентацией векторов \mathbf{M} . При этом переходной участок между соседними доменами, — доменная граница (ДГ), — имеет блоховскую структуру (так называемая стенка Блоха [1]). Однако в плёнках с сильной магнитной анизотропией структура ДГ усложняется и характеризуется наличием локальных неоднородностей, среди которых выделяют вертикальные блоховские линии (БЛ) и блоховские точки (БТ).

Вертикальная БЛ (разворот вектора намагниченности происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости ДГ) и БТ (точка пересечения двух вертикальных БЛ) являются гетерогенными нанобразованиями (характерный масштаб $\cong 10^2$ нм), представляющими собой нелинейное волновое образование — солитон [2]. Многие аспекты, связанные с формированием, устойчивостью и взаимодействием БЛ и БТ с внешними магнитными полями, изложены в монографиях [2–7] (см. также обзор [8]). Среди работ, развивающих данную тематику, выделим статьи [9–16], в которых, используя магнитооптические методы, была осуществлена непосредственная визуализация вертикальных БЛ. Перемещение БЛ вдоль ДГ полосового домена под действием импульсного магнитного поля установлено в [17, 18]. Влияние на данный процесс коэрцитивности магнитной плёнки изучено в статье [19]. Метод генерации БЛ импульсным магнитным полем в наноплёнках $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ толщиной $\cong 50$ нм предложен в [20].

Нелинейный режим движения вертикальной БЛ в изолированной ДГ, стабилизированной градиентным магнитным полем, рассмотрен в работах [21, 22]. Авторы на основе подхода, изложенного в [23], предложили механизм динамического преобразования единичной БЛ в кластер из блоховских линий (образование из конечного числа БЛ) при достижении БЛ предельной скорости, соответствующей её линейному режиму движения. Формирование кластеров вертикальных БЛ в сверхтонких магнитных плёнках, толщина которых $h \cong \Lambda$ — ширине БЛ (величине характерной области разворота вектора \mathbf{M} между соседними субдоменами ДГ), изучено в работе [24], эффекты их аннигиляции в статьях [25–27].

Ещё один механизм генерации кластеров вертикальных БЛ во внешнем магнитном поле, направленном вдоль плоскости ДГ, посредством фазового перехода из периодического ряда БЛ установлен в [28]. Данный эффект обусловлен учётом в энергетическом балансе системы дальнедействующей части магнитостатической энергии ДГ. Особенностью рассмотренного фазового перехода явля-

ется его гистерезисный характер. Кроме того, показано, что наличие в ДГ блоховских точек не влияет на указанное явление.

Свойства кластеров плотно упакованных вертикальных БЛ (равновесное расстояние между БЛ $\equiv \Lambda$) в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД) рассмотрены в работах [29–31]. В частности, в статье [29] для гантелеподобных «жестких» ЦМД исследован процесс аннигиляции БЛ во внешнем магнитном поле, ориентированном в плоскости плёнки и определены критические величины полей, обуславливающих данный эффект. Влияние магнитного поля H_b , направленного нормально плоскости плёнки на указанное явление изучено в работе [30]. Показано, что с увеличением величины H_b поле аннигиляции уменьшается. Влияние температурного фактора на устойчивость и аннигиляцию вертикальных БЛ в «жестких» ЦМД исследовано в статье [31].

В рассматриваемом контексте отметим также статьи [32, 33–39], в которых изучалось влияние «скрученности» ДГ на свойства вертикальной БЛ. Данный эффект, обусловленный воздействием поля размагничивания плёнки на структуру ДГ, приводит к образованию вблизи поверхности плёнки неелевских участков намагниченности [40]. В упомянутых выше работах показано, что учёт «скрученности» ДГ увеличивает величину равновесного расстояния в цепочке БЛ, понижая тем самым энергию взаимодействия между ними. Кроме того, установлено, что для больших значений внешнего градиентного магнитного поля, стабилизирующего ДГ, подвижность вертикальной БЛ зависит от толщины плёнки и уменьшается с увеличением последней. При этом другая динамическая характеристика БЛ, — эффективная масса, — возрастает.

Среди работ, посвящённых тематике БТ, следует выделить [41, 42], в которых на основе модельных представлений о БТ установлены её характеристики. Энергия и структура БТ в доменной границе, содержащей БЛ, определены в статьях [43, 44].

Микромагнитный подход к изучению БТ и её физических характеристик предложен в работах [45–49]. При этом в статье [47] исследован процесс нуклеации БТ, который имеет место при перемагничивании магнитного вихря в ферромагнитной наноплёнке. Физическим механизмом такого эффекта является квантовое туннелирование БТ. Качественно данный вывод согласуется с результатами измерений, проведёнными в работе [50].

Динамика БТ изучалась в работах [51–54]. В частности, в [50] было исследовано влияние изгибных колебаний ДГ на спектр собственных колебаний вертикальной БЛ, содержащей БТ. В статье [52] определена эффективная масса БТ. Авторами этой работы была также показана возможность малых колебаний БТ в доменной границе ЦМД под действием поля размагничивания домена. Влияние обменной релаксации на подвижность БТ исследовалось в [53, 54].

В этой работе установлено, что в плёнках ЖИГ (железо-иттриевый гранат) подвижность БТ меньше соответствующего значения приведённого в [2]. Полученный вывод находится в соответствии с результатами измерений, проведёнными в статье [55].

Анализ работ, посвящённых обозначенной тематике, был бы неполный без упоминания статей, в которых изучались квантовые свойства вертикальных БЛ и БТ [56–58]. Так, в работе [56] установлен квантовый характер спектра собственных колебаний БЛ и БТ, обусловленных внешним магнитным полем и полем размагничивания ЦМД соответственно, а также показана возможность квантовых переходов между различными уровнями энергии квазичастиц. Эффект туннелирования вертикальной БЛ через дефект ДГ рассматривался в статье [57], блоховской точки в [58]. Указанные исследования были проведены в квазиклассическом приближении на основе закономерностей динамического поведения БЛ и БТ.

Следует отметить, что в большинстве теоретических моделей, используемых при изучении динамики ДГ со сложной внутренней структурой, не учитывалось влияние на процесс движения вертикальной БЛ. Такое влияние, которое является следствием связи между деформацией ДГ и вектором намагниченности, может привести к перестройке внутренней структуры ДГ, а при определённых условиях, зависящих от параметров плёнки и внешних магнитных полей, прикладываемых к системе, и к процессу генерации в ДГ новых структурных элементов. Исследование указанного выше явления актуально провести для БЛ в доменной границе ЦМД, поскольку именно данные домены предполагают использовать в качестве элементной базы в перспективных запоминающих устройствах (см., например, [17, 59]), носителями информации в которых являются вертикальные БЛ и БТ. Кроме того, практическая реализация ЦМД с блоховскими линиями (в отличие от изолированной ДГ или полосового домена) относительно простая [60] и не требует больших значений, стабилизирующих домен магнитных полей. Цилиндрический магнитный домен интересен также и тем, что «добавляя» в ДГ домена блоховскую точку, которая разделяет БЛ на две с противоположными топологическими зарядами (топологический заряд характеризует направление разворота вектора \mathbf{M} между субдоменами ДГ), мы учитываем и эффект «скрученности» ДГ.

Заметим, что рассмотрение обозначенной проблемы важно провести для домена вблизи его состояния устойчивости, которое определяется магнитным полем стабилизации H_s . В этом критическом случае наиболее характерно проявление факторов, обуславливающих процесс динамической неустойчивости ДГ. Полученные результаты могут быть обобщены и на другие доменные конфигурации, а также на такие наносистемы как ферромагнитные нанополосы и цилиндрические нанопроволоки [61–64], в которых могут реа-

лизываться магнитные структуры подобные БЛ и БТ.

Целью данной работы является исследование влияния собственных колебаний вертикальной БЛ на динамику доменной границы ЦМД во внешних магнитных полях в одноосных ферромагнетиках с сильной анизотропией, а также нахождение условий генерации новых БЛ. Установлению зависимости между критическими значениями магнитных полей, обуславливающих этот процесс и параметрами плёнки (толщина, намагниченность, параметр затухания, магнитные постоянные анизотропии и обмена).

2. ДИНАМИКА ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ДОМЕНА

Рассмотрим ЦМД в одноосной магнитной плёнке толщиной h , ось магнитной анизотропии которой ортогональна её поверхности. Пусть две пары вертикальных БЛ, разделённые БТ, находятся на противоположных концах диаметра домена (см. рис. 1). Направим ось OZ декартовой системы координат, центр которой находится в середине домена, вдоль оси анизотропии плёнки. Фактор качества плёнки Q (отношение энергии магнитной анизотропии к магнито-статической энергии) существенно больше единицы.

Положение БЛ в доменной границе, ширина которой Δ , стабилизируется внешним магнитным полем $H_x = \text{const}$. Колебания БЛ возбуждаются переменным магнитным полем $H_y \cos \omega t$ (H_y — амплитуда, t — время, ω — частота).

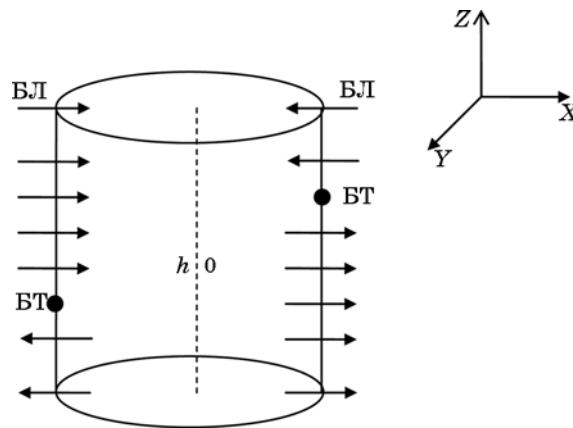


Рис. 1. Цилиндрический магнитный домен, доменная граница которого содержит пару вертикальных блоховских линий (БЛ), разделённых блоховскими точками (БТ). Стрелками указано направление намагниченности в центре БЛ; h — толщина плёнки.

Данное состояние ЦМД реализуется в поле подмагничивания H_z , величина которого меньше поля коллапса домена. В таком случае можно считать, что характерный размер блоховской линии $\Lambda = \Delta\sqrt{Q} \ll r$ (r — радиус ЦМД) и рассматривать БЛ и БТ изолированными. Тогда, для β_L , — малых смещений центра БЛ из положения равновесия, — можем записать следующее уравнение [65]:

$$\ddot{\beta}_L + \omega_L^2 \beta_L + \frac{\alpha \omega_M}{4\pi} (m_L \gamma^2 \pi \Delta)^{-1} Q^{-1/2} \dot{\beta}_L = \frac{\omega_L^2}{2h_x^2} h_y \cos \omega t, \quad (1)$$

где $\omega_L = h_x \omega_M \left(\frac{m_L^{-1} \gamma^{-2}}{\pi^2 r} \right)^{1/2}$ — частота собственных колебаний верти-

кальной БЛ, $m_L = \frac{a}{2\pi \Delta \gamma^2} \left[\frac{1}{4[S_0(a) - lh^{-1}]} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\text{ch}^{-2}(\pi \Lambda n / 2r)}{2(n^2 - 1)[lh^{-1} - S_n(a)]} \right]$

— эффективная масса БЛ [66], $\omega_M = 4\pi \gamma M_s$, $h_{x,y} = H_{x,y} / 8M_s$, M_s — намагниченность насыщения плёнки, $a = 2rh^{-1}$, $S_n(a)$ — силовая функция Тила [67], l — характеристическая длина плёнки, α — релаксационная постоянная Гильберта, γ — гиромагнитное отношение.

Следует отметить, что величины магнитных полей h_x , h_y должны быть меньше $8M_s$. В противном случае ДГ поляризуются внешним магнитным полем и не содержат субструктурных элементов [2]. Кроме того, в правой части уравнения (1) в качестве внешнего фактора, влияющего на динамику вертикальной БЛ, в общем случае присутствует так называемая гиротропная сила $F_g \cong 2\pi M_s v / \gamma$ (аналог силы Лоренца, действующей на электрон в магнитном поле), которая зависит от скорости доменной границы v . Однако, рассматривая динамические процессы для времени $t \gg \tau$ ($\tau \cong 10^{-8} - 10^{-6}$ с — характерное время релаксации колебаний ДГ), можно полагать ДГ неподвижной и не учитывать воздействие F_g на колебания БЛ.

Движущаяся в ДГ под действием поля H_y вертикальная БЛ, за счёт, изменения структуры ДГ, вызывает её деформацию, что находит своё отражение в выражении для эффективной массы БЛ. Нетрудно видеть, что m_L определяется спектром колебаний ЦМД, представляющим собой дискретный набор гармоник. Так, для эллиптических искажений ДГ домена основной вклад в эффективную массу БЛ даёт второе слагаемое приведённого ряда:

$$m_{L,el} = \frac{a}{6} \gamma^{-2} [lh^{-1} - S_2(a)]^{-1}. \quad (2)$$

Соответственно, частота собственных колебаний вертикальной БЛ имеет следующий вид:

$$\omega_L = 2h_x \omega_M \left(\frac{6\Delta}{\pi a^2 h} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2}.$$

Состояние ЦМД, близкое к эллиптической неустойчивости, будем рассматривать при дальнейшем изучении проблемы. Отметим также, что выражение для эффективной массы вертикальной БЛ, приведённое в монографии [2], соответствует ДГ с большой плотностью БЛ («жесткий» ЦМД). В таком случае БЛ нельзя считать изолированными и в энергетическом балансе системы необходимо учитывать их энергию взаимодействия.

Оценка выражения (2) для параметров плёнки и домена: $\Delta/h \cong 10^{-2}$, $Q \cong 10$, $\gamma \cong 10^7 \text{ Э}\cdot\text{с}^{-1}$, $[lh^{-1} - S_2(a)] \cong 10^{-2} - 10^{-1}$, $a \cong 1$, $4\pi M_S \cong 10^2 - 10^3 \text{ Гс}$, показывает, что $m_{L,el} \cong 10^{-14} - 10^{-15} \text{ г/см}$. При этом $\omega_L \cong 1 - 10 \text{ МГц}$. Полученная нами величина $m_{L,el}$ находится в соответствии со значениями для эффективной массы вертикальной БЛ, приведёнными в работах [68, 69].

Интегрируя далее уравнение (1), находим

$$\beta_L = \frac{\omega_L^2 h_y \cos(\omega t + \delta_1)}{2h_x^2 \sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2} Q^{-1} \omega^2 / 4\pi^2}}, \quad (3)$$

где δ_1 — фаза, зависящая от параметров плёнки.

Из выражения (3) видно, что вертикальная БЛ вблизи положения равновесия, определяемого магнитным полем H_x , испытывает резонансное возбуждение гармонических осцилляций внешним магнитным полем $H_y \cos \omega t$. При этом частота резонансных колебаний блоховской линии $\omega_R = \sqrt{\omega_L^2 - \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2} Q^{-1} / 8\pi^2}$ зависит от спектра собственных колебаний ЦМД.

Заметим, что частота колебаний блоховской линии $\tilde{\omega}_L$ при отсутствии в ДГ домена блоховских точек, в соответствии с результатом, полученным в [66], записывается в виде

$$\tilde{\omega}_L = 2\omega_M \left(\frac{6\Delta h_x}{\pi a^2 h} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2},$$

т.е. $\tilde{\omega}_L \propto \sqrt{h_x}$. Анализ данного факта показывает, что наличие в доменной границе ЦМД блоховских точек уменьшает «жесткость» системы, что, по сути, является отражением «выгодности» образования в ДГ цилиндрического магнитного домена БТ, которые, уменьшая радиальную составляющую поля размагничивания БЛ, понижают энергию системы в целом.

Для упрощения дальнейших исследований будем рассматривать величины магнитных полей H_x , удовлетворяющих следующему со-

отношению:

$$\omega_L > \alpha \omega_M (m_L \gamma^2)^{-1} Q^{-1} / 2\sqrt{2} \pi.$$

В таком случае частота резонансных колебаний блоховской линии $\omega_R \cong \omega_L$. Для указанного выше состояния ЦМД, учитывая приведённое выше выражение для ω_L , последнее неравенство можно переписать следующим образом:

$$h_x > \frac{3\alpha}{4\pi} \left(\frac{h}{\Delta} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{3} [lh^{-1} - S_2(a)] \right)^{1/2} Q^{-1/2}. \quad (4)$$

Из полученного соотношения, используя параметры, указанные выше при оценке формулы (2), находим:

$$h_x > 10^{-1} \alpha. \quad (5)$$

Для типичных магнитных плёнок $\alpha \cong 10^{-3} - 10^{-2}$; тогда очевидно, что значения $h_x \cong 10^{-2} - 10^{-1}$ удовлетворяют (5).

Отметим, что в состоянии резонанса скорость вертикальной БЛ возрастает. С другой стороны, уравнение (1) получено в приближении $v_L < \omega_M \Lambda$, где $v_L = r\dot{\beta}_L$ — скорость БЛ. Так как в нашем случае $r \cong h$, то последнее неравенство можно записать в виде

$$\dot{\beta}_L < \frac{\Lambda \omega_M}{h} \cong (10^{-2} - 10^{-1}) \omega_M. \quad (6)$$

Данное соотношение накладывает ограничения на амплитуду внешнего магнитного поля h_y , возбуждающего осцилляции БЛ. Учитывая (3), из (6) получаем оценку «сверху» для поля h_y :

$$h_y < \frac{h}{\Delta} \frac{\alpha \sqrt{Q}}{4} (10^{-2} - 10^{-1}) \cong (10^{-1} - 1) \alpha. \quad (7)$$

Выражения (5), (7) свидетельствуют, что величины прикладываемых к системе магнитных полей h_x , $h_y \ll 1$. Данный факт указывает на возможность практической реализации предложенной теоретической модели для описания динамического поведения вертикальной БЛ в ЦМД, доменная граница которого содержит также и БТ. При этом согласно (3), посредством резонансных колебаний БЛ происходит динамическая перестройка внутренней структуры ДГ, следствием которой может стать генерация в ней новых магнитных неоднородностей — блоховских линий или БТ. Понятно, что данный процесс имеет место при дополнительных к (5) и (7) условиях на величины магнитных полей h_x и h_y . Детальному изучению поставленной проблемы и посвящён следующий раздел статьи.

3. ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ БЛОХОВСКОЙ ЛИНИИ НА ДИНАМИЧЕСКУЮ ПЕРЕСТРОЙКУ ВНУТРЕННЕЙ СТРУКТУРЫ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ. УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ НОВЫХ СТРУКТУРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Исследование влияния гармонических колебаний вертикальной БЛ на внутреннюю структуру ДГ проведём, используя формализм динамических переменных, в качестве которых выберем: q — координату нормального смещения центра ДГ и φ — угол между вектором намагниченности в центре ДГ и вектором η , касательным к ДГ в данной точке (см. рис. 2). Тогда, система уравнений, которая описывает динамику ДГ, обусловленных колебаниями БЛ имеет вид [65]:

$$\dot{q}_2^{(1)} = -\dot{q}_2^{(0)} + \Delta\omega_M\varphi_2^{(1)} - \frac{8\omega_M\Delta}{\pi Q^{1/2}} \left(\frac{\Lambda}{r}\right)^2 \beta_L + \alpha\Delta\dot{\varphi}_2^{(1)}, \quad (8)$$

$$\dot{\varphi}_2^{(1)} = -\frac{\omega_M}{\pi Q^{1/2}} \left(\frac{\Lambda}{r}\right)^2 - \omega_2^2\Delta^{-1}q_2^{(1)} - \alpha\Delta^{-1}\dot{q}_2^{(1)},$$

где $q_2^{(1)}$, $\varphi_2^{(1)}$ — фурье-компоненты динамических переменных, $q_2^{(0)} = -\Delta\omega_M\dot{\beta}_L/\omega_2^2$, $\omega_2 = \omega_M \left(6\Delta[lh^{-1} - S_2(a)]/a^2h\right)^{1/2}$; нижний индекс $n=2$ у приведённых выражений указывает на их соответствие эллиптической моде колебаний ЦМД.

Из системы (8), пренебрегая членами $\propto (\Lambda/r)^2$, α^2 , $(\omega_2/\omega_M)^2$ (которые, как нетрудно видеть, существенно меньше единицы), после

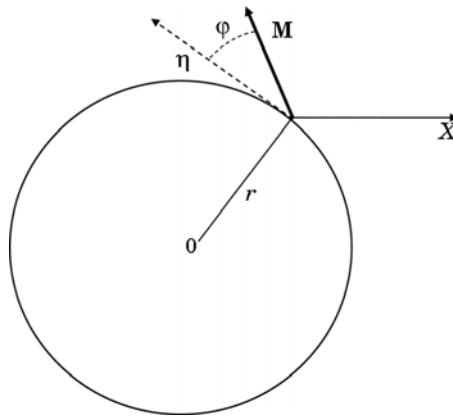


Рис. 2. Цилиндрический магнитный домен (вид сверху). Угол φ образован вектором намагниченности \mathbf{M} в центре ДГ и вектором η , касательным к ДГ в данной точке, r — радиус домена.

ряда выкладок находим:

$$\ddot{\varphi}_2^{(1)} + \alpha\omega_M\dot{\varphi}_2^{(1)} + \omega_2^2\varphi_2^{(1)} = \frac{\omega_2^2}{\omega_M}\Delta^{-1}\dot{q}_2^{(0)}. \quad (9)$$

Полученное уравнение свидетельствует о том, что именно учёт деформации ДГ, обусловленной движущейся БЛ (смотри правую часть уравнения (9)), приводит к незатухающим колебаниям вектора намагниченности в ДГ домена.

Интегрируя далее (9), определяем

$$\tilde{\varphi}_2^{(1)} = \frac{\omega_L^2\omega^2 h_y \cos(\omega t + \delta_2)}{2h_x^2\sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2\omega_M^2(m_L\gamma^2)^{-2}Q^{-1}\omega^2/4\pi^2}\sqrt{(\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \alpha^2\omega_M^2\omega^2}}, \quad (10)$$

где δ_2 — некоторая, несущественная для дальнейшего рассмотрения фаза, зависящая от параметров плёнки и домена.

Нетрудно видеть, что фурье-гармоника $\tilde{\varphi}_2^{(1)}$, характеризующая угол φ , пропорциональна h_x для доменной границы с БТ и $\propto \sqrt{h_x}$ для ДГ домена без БТ. Кроме того, $\tilde{\varphi}_2^{(1)}$ возрастает при увеличении амплитуды поля h_y , что качественно согласуется с результатами измерений, проведённых в работе [70]. При этом, как нетрудно видеть, эффект наиболее заметен для ДГ без БТ.

Образование новых элементов субструктуры ДГ в виде вертикальных БЛ происходит в случае, когда амплитуда угла $\tilde{\varphi}_2^{(1)}$ возрастает до критического значения $\cong \pi/2$. Учитывая данный факт, условие для поля (4) и очевидное соотношение $\omega_L \ll \omega_2$, из формулы (10) находим величину критической амплитуды переменного магнитного поля $h_{y,c}$, обуславливающей данный процесс:

$$h_{y,c} = \frac{3}{8}\alpha h_x^{-1}Q^{-1/2}\left(\frac{\pi}{3}[lh^{-1} - S_2(a)]\right)^{1/2}\left(\frac{h}{\Delta}\right)^{1/2}. \quad (11)$$

В свою очередь для ДГ без блоховских точек $\tilde{\omega}_L \propto \sqrt{h_x}$. Тогда из (10) нетрудно заключить, что в этом случае, генерация БЛ имеет место при $\tilde{h}_{y,c} \cong 1/\sqrt{h_x} < h_{y,c}$. Данный результат является следствием более устойчивого состояния ЦМД с блоховскими точками по отношению к ЦМД без таковых. Понятно, что критическая величина магнитного поля, которое подводит систему к неустойчивому состоянию, тем меньше, чем в менее устойчивом положении последняя находится. Другими словами, наличие в ДГ домена блоховских точек противодействует процессу генерации в ней новых вертикальных БЛ.

Заметим, что вывод о неустойчивости доменной границы ЦМД относительно образования в ней новых вертикальных БЛ в переменном магнитном поле корреспондирует с результатом работы [68], в кото-

рой аналогичный эффект был установлен для ДГ, стабилизированной градиентным магнитным полем в тонкой магнитной плёнке.

Оценка выражения (11) (см. параметры ДГ и домена приведённые выше) показывает, что

$$h_{y,c} \cong 10^{-1} \alpha h_x^{-1}. \quad (12)$$

Учитывая далее (7), из (12) получаем условие для критических величин магнитных полей h_x , соответствующих процессу генерации вертикальных БЛ:

$$h_x \geq h_{x,c} \cong 10^{-1}; \quad (13)$$

при этом, как нетрудно видеть, амплитуда $h_{y,c} \propto \alpha$.

Анализ формулы (12) показывает, что при возрастании поля h_x значения $h_{y,c}$ уменьшаются. Такая тенденция качественно согласуется с тем, что при увеличении h_x блоховские точки движутся к поверхностям плёнки [2, 4]. В этом случае устойчивость системы понижается, что и находит своё отражение в уменьшении критических полей $h_{y,c}$.

Исходя из формулы (3), определяем критическую скорость БЛ, при которой начинается процесс динамической перестройки внутренней структуры ДГ:

$$v_{L,c} = \frac{2r\omega_M}{\alpha} \frac{\Delta}{\pi h} Q^{1/2} h_{y,c}. \quad (14)$$

Учитывая полученную выше оценку для поля $h_{y,c}$, из (14) находим критическую угловую скорость БЛ:

$$\dot{\beta}_{L,c} = \omega_M \frac{\Delta}{\pi h} Q^{1/2}, \quad (15)$$

численное значение которой $\cong 10^{-2} \omega_M$ находится в соответствии с условием (6): $\dot{\beta}_L < \dot{\beta}_{L,c}$.

Сравним критические значения магнитных полей $H_{y,c}$ и скорости $v_{L,c}$ с выражениями $H'_{y,c} = 60\alpha M_S$ и $v'_{L,c} = \omega_M \Delta Q^{1/2}$ из работ [69, 71, 72], соответствующими генерации БЛ под действием внешнего постоянного магнитного поля H'_y . Нетрудно видеть, что $H'_{y,c}$ заметно больше $H_{y,c} = 8\alpha M_S$. В то же время из (14) следует, что критическая скорость $v_{L,c} \cong v'_{L,c}$.

Таким образом, можно заключить, что генерация новых вертикальных БЛ переменным магнитным полем требует более малых величин полей, чем аналогичный эффект в постоянном магнитном поле. При этом образование БЛ в нашем случае есть линейный по скорости v_L процесс, в то время как генерация субструктуры ДГ в

постоянном магнитном поле обусловлена учётом нелинейных слагаемых $\propto v_L'^3$ в уравнении динамики БЛ.

Используя систему уравнений (8) и пренебрегая членами $\propto (\Lambda/r)^2$, α^2 , $(\omega_2/\omega_M)^2 \ll 1$, получаем уравнение для фурье-гармоники (эллиптическая мода) координаты нормального смещения доменной границы $q_2^{(1)}$:

$$\ddot{q}_2^{(1)} + \alpha\omega_M\dot{q}_2^{(1)} + \omega_2^2 q_2^{(1)} = -\dot{q}_2^{(0)},$$

из которого определяем

$$q_2^{(1)} = \frac{\omega_M^3 \omega \Delta h_y \cos(\omega t + \delta_3)}{2\pi \sqrt{(\omega^2 - \omega_L^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 (m_L \gamma^2)^{-2} Q^{-1} \omega^2 / 4\pi^2} \sqrt{(\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \alpha^2 \omega_M^2 \omega^2}}, \quad (16)$$

где δ_3 — некоторая, не существенная для дальнейшего рассмотрения фаза.

Из формулы (16) следует, что в резонансе $\omega_R \cong \omega_L$ амплитуда гармонических колебаний $q_2^{(1)}$ имеет вид:

$$q_2^{(1)} = \frac{\pi Q^{1/2} \Delta (m_L \gamma^2) \omega_L^4}{\alpha h_x^2 \omega_2^4} h_y.$$

Приведённое выражение показывает, что гармоника $q_2^{(1)}$ пропорциональна h_x^2 для ДГ домена с БТ и $\propto h_x$ для ДГ, которая не содержит БТ. Таким образом, можем заключить, что увеличение поля h_x приводит к возрастанию амплитуды резонансных колебаний координаты нормального смещения ДГ. Понятно, что данный эффект наиболее заметен для ЦМД без блоховских точек, поскольку в этом случае состояние системы более «неустойчиво» к воздействию внешних магнитных полей.

Дальнейший анализ выражений (10), (16) показывает, что при $\tilde{\varphi}_2^{(1)} \cong \pi/2$ критическая скорость доменной границы $v_{DW,c}$ отрицательна и равна

$$v_{DW,c} = v_W h_x^2 / 4,$$

где $v_W = \omega_M \Delta / 2$ — скорость, при которой движущаяся ДГ сохраняет блоховскую структуру (так называемую скорость Уокера см., например, в [2]).

Поскольку $h_x < 1/2$, то $v_{DW,c} < v_W$. Полученное соотношение указывает, что процессу образования вертикальных БЛ (вернее его начальной стадии, так как мы не рассматриваем ангармонические слагаемые) соответствует блоховская структура ДГ. Кроме того, величина магнитного поля $H_{y,c} = 8\alpha M_S$ превышает поле Уокера $H_W = 2\pi\alpha M_S$, обуславливающее движение ДГ со скоростью v_W . Подобная ситуация, — воздействие на ДГ внешнего магнитного поля

$H > H_w$, — рассмотрена в работе [73]. В соответствии с полученным в этой статье результатом, при указанных выше условиях, в системе имеет место неустойчивость структуры ДГ, при которой значение угла, характеризующего намагниченность в центре ДГ, достигает критического значения $\pi/2$. Данный вывод качественно согласуется с нашим результатом о возможности генерации в ДГ домена новых вертикальных БЛ.

Отметим, что из выражений (10), (16) следует также и возможность возбуждения резонансных колебаний координат $\varphi_2^{(1)}$, $q_2^{(1)}$ на частоте внешнего поля $\omega_R \cong \omega_2$. Анализ формулы (10) для плёнок с $\alpha < \omega_2/\omega_M \cong 10^{-3}$ показывает, что этот эффект приводит к увеличению угла $\varphi_2^{(1)}$ до критического значения $\pi/2$. Тогда из (10) следует, что генерация новых нанообразований в виде БЛ происходит при амплитудах магнитного поля

$$\hat{h}_{y,c} = \pi^2 \alpha \omega_M / 4 \omega_2. \quad (17)$$

Для рассматриваемого в работе состояния домена оценка выражения (17) показывает, что $\hat{h}_{y,c} \geq 10^{-2}$.

Полагая $\omega_R \cong \omega_2$, из (3) находим значение критической скорости вертикальной БЛ:

$$\dot{\beta}_{L,c} = \pi \alpha \omega_M / 2, \quad (18)$$

которое согласуется с условием (6).

Сравнение выражений критических магнитных полей и угловых скоростей БЛ (см. формулы (12), (17) и (15), (18)) показывает, что: $h_{y,c} < \hat{h}_{y,c}$ и $\dot{\beta}_{L,c} > \hat{\beta}_{L,c}$. Данный результат отражает тот факт, что генерация БЛ на частоте поля $\omega_R \cong \omega_L$ происходит «легче», чем соответствующий процесс при $\omega_R \cong \omega_2$. Образование вертикальной БЛ в этом случае осуществляется посредством резонансного возбуждения координаты нормального смещения ДГ с дальнейшей, в силу канонической связанности q и φ , перестройкой структуры ДГ. В то же время генерация новых вертикальных БЛ на частоте поля $\omega_R \cong \omega_L$ реализуется прямым резонансным возбуждением колебаний самой БЛ.

Следует отметить, что образование в доменной границе ЦМД блоховских точек происходит путём нуклеации БТ у оснований домена с последующим преодолением посредством квантового туннелирования потенциального барьера шириной $\cong \Delta$, величина которого зависит от параметров плёнки и ЦМД. В дальнейшем, под действием поля размагничивания ЦМД или внешнего магнитного поля, БТ двигаются к центру плёнки. Зарождение пары БТ возможно также и в центре домена. Однако, указанные выше процессы для ЦМД с диаметром $\geq 10^2$ нм (динамические свойства именно таких

доменов нами и исследуются), требуют дополнительных условий: низких температур $T < 1$ К или больших скоростей движения домена ($(6 \omega_M \Lambda \Delta / h) \sqrt{2/\pi} \cong 1-10$ м/с), реализуемых во внешних градиентных магнитных полях. Поэтому, при обычных условиях, рассматриваемых в нашей работе, имеет место образование именно вертикальных БЛ. Для ЦМД же с диаметрами $\leq 10^2$ нм возможно образование блоховских точек посредством термической активации при комнатной температуре. Однако для этого требуется достаточно большой промежуток времени ($\cong 3 \cdot 10^7$ с [2]).

4. ВЫВОДЫ

1. Исследованы динамические свойства ДГ, характеризуемой вертикальными БЛ и БТ, цилиндрического магнитного домена. Установлено, что наличие БТ уменьшает частоту собственных колебаний БЛ по отношению к ДГ без блоховских точек.
2. Установлена возможность резонансного возбуждения собственных колебаний БЛ внешним переменным магнитным полем. Показано, что такие колебания приводят к динамической неустойчивости ДГ, следствием которой является образование новых вертикальных БЛ. Установлено, что наличие в ДГ блоховской точки противодействует данному процессу.
3. Показано, что генерация в ДГ вертикальных БЛ путём возбуждения резонансных колебаний БЛ переменным магнитным полем происходит в существенно меньших полях, чем в случае аналогичного процесса в постоянном магнитном поле.
4. Полученные в работе результаты могут служить основой для создания новых методик диагностики внутренней структуры ДГ доменосодержащих магнитных материалов, определения характеристик магнитных плёнок: удельных констант обмена и анизотропии, фактора качества, параметра затухания намагниченности, толщины.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Phys. Zs. Sovjetunion*, **8**, Нт. 2: 153 (1935).
2. А. Малоземов, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (Москва: Мир: 1982).
3. Э. Бобек, Э. Делла-Торре, *Цилиндрические магнитные домены* (Москва: Энергия: 1977).
4. В. Ф. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов* (Москва: Сов. радио: 1979).
5. В. К. Раев, Г. Е. Ходенков, *Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники* (Москва: Энергоиздат: 1981).
6. А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов* (Москва: Мир: 1983).

7. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки* (Киев: Наукова думка: 1988).
8. В. В. Волков, В. А. Боков, *Физ. твердого тела*, **50**, № 2: 193 (2008).
9. В. И. Белотелов, А. С. Логгинов, А. В. Николаев, *Физ. твердого тела*, **45**, № 3: 490 (2003).
10. В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик, А. Д. Кудakov, *Письма в ЖЭТФ*, **47**, № 3: 134 (1998).
11. A. Thiaville and J. Miltat, *J. Appl. Phys.*, **68**, No. 6: 2883 (1990).
12. В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик, С. Н. Кузьменко, *ЖЭТФ*, **102**, № 2: 235 (1992).
13. В. Е. Зубов, А. М. Гаджиев, А. Д. Кудakov и др., *Письма в ЖЭТФ*, **69**, № 6: 443 (1999).
14. А. С. Логгинов, А. В. Николаев, Е. П. Николаева и др., *ЖЭТФ*, **117**, № 3: 571 (2000).
15. А. В. Николаев, Е. П. Николаева, В. Н. Онищук и др., *ЖЭТФ*, **72**, № 6: 50 (2002).
16. Y. S. Didosyan, G. A. Reider, and H. Hauser, *J. Appl. Phys.*, **85**, No. 8: 5589 (1999).
17. S. A. Konishi, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-19**, No. 5: 1838 (1983).
18. M. R. Lian and F. V. Humphrey, *J. Appl. Phys.*, **57**, No. 8: 4065 (1985).
19. В. Г. Редько, В. А. Сереченко, Т. Д. Шермергор, *ЖТФ*, **56**, № 8: 1611 (1986).
20. A. Neudert, J. McCord, R. Schafer et al., *J. Appl. Phys.*, **99**, No. 8: 08F302 (2006).
21. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ЖЭТФ*, **91**, № 5(11): 1789 (1986).
22. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, М. В. Четкин, *Успехи физ. наук*, **162**, № 12: 151 (1992).
23. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, № 9: 90 (1985).
24. Н. Е. Кулагин, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **43**, № 4: 197 (1986).
25. М. В. Четкин, И. В. Парыгина, В. Б. Смирнов и др., *Письма в ЖЭТФ*, **49**, № 3: 174 (1989).
26. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, И. П. Ярема, *ЖЭТФ*, **98**, № 3(9): 1070 (1990).
27. М. В. Четкин, В. Б. Смирнов, А. Ф. Попков и др., *ЖЭТФ*, **94**, № 11: 164 (1988).
28. Ю. И. Ялышев, В. Ю. Политов, В. Г. Показаньев, *Физ. мет. металловед.*, **62**, № 1: 61 (1986).
29. H. Y. Sun, H. N. Hu, Y. P. Sun, and X. F. Nie, *J. Magn. Magn. Mater.*, **279**, Nos. 2–3: 241 (2004).
30. G. X. Guo, L. N. Wang, C. M. Zhen, and X. F. Nie, *J. Magn. Magn. Mater.*, **302**, No. 2: 490 (2006).
31. X. F. Nie, G. X. Guo, L. M. Ma et al., *J. Appl. Phys.* **93**, No. 11: 9151 (2003).
32. Г. Е. Ходенков, *Физ. мет. металловед.*, **58**, № 1: 37 (1984).
33. Г. Е. Ходенков, *Физ. твердого тела*, **24**, № 1: 143 (1982).
34. Г. Е. Ходенков, *Физ. мет. металловед.*, **58**, № 6: 1217 (1984).
35. Г. Е. Ходенков, *Физ. мет. металловед.*, **65**, № 6: 1060 (1988).
36. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, В. А. Сереченко, *Физ. мет. металловед.*, **65**, № 5: 877 (1988).
37. Г. Е. Ходенков, *ЖТФ*, **60**, № 12: 65 (1990).
38. В. И. Береснев, А. В. Никитин, Б. Н. Филиппов, *Физ. мет. металловед.*, **77**, № 6: 34 (1994).
39. В. И. Береснев, Б. Н. Филиппов, *Физ. твердого тела*, **37**, № 3: 725 (1995).
40. Л. Неель, *Физика ферромагнитных областей* (Москва: Изд-во иностр. лит.: 1951).

41. E. Feldtkeller, *Z. Angew. Phys.*, **19**, No. 6: 530 (1965).
42. W. Doring, *J. Appl. Phys.*, **39**, No. 2: 1006 (1968).
43. M. Margulies and J. Slonczewsky, *J. Appl. Phys.*, **49**, No. 3: 1912 (1978).
44. A. Hubert, *J. Magn. Magn. Mater.*, **2**, Nos. 1–3: 25 (1976).
45. Y. Nakatani and N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.*, **24**, No. 6: 3039 (1988).
46. Y. Nakatani and N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.*, **29**, No. 6: 2587 (1993).
47. A. Thiaville, J. M. Garcia, R. Dittrich et al., *Phys. Rev. B*, **67**, No. 9: 094410-1 (2003).
48. F. Porrati and M. Huth, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290–291**, No. 1: 145 (2005).
49. T. M. Henqstmann, D. Grundler, C. Heyn, and D. Heitmann, *J. Appl. Phys.*, **90**, No. 12: 6542 (2001).
50. T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **240**, Nos. 1–3: 1 (2002).
51. Ю. А. Куфаев, Э. Б. Сонин, *Физ. твердого тела*, **30**, № 11: 3272 (1988).
52. Ю. А. Куфаев, Э. Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **95**, № 4: 1523 (1989).
53. Е. Г. Галкина, В. А. Иванов, *Физ. твердого тела*, **33**, № 4: 1277 (1991).
54. E. G. Galkina, V. A. Ivanov, and V. A. Stephanovich, *J. Magn. Magn. Mater.*, **118**, No. 3: 373 (1993).
55. В. С. Горнаков, В. И. Никитенко, И. А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ*, **50**, № 11: 479 (1989).
56. А. Б. Шевченко, Ю. А. Куницкий, М. Ю. Барабаш, *Хімія, фізика та технологія поверхні*, **2**, № 2: 114 (2011).
57. А. Б. Шевченко, *ЖТФ*, **77**, № 10: 128 (2007).
58. А. Б. Шевченко, М. Ю. Барабаш, *Физ. низк. температур*, **37**, № 8: 867 (2011).
59. F. V. Humphrey and I. C. Wu, *IEEE Trans. Magn.*, **21**, No. 5: 1762 (1985).
60. Ф. Г. Барьяхтар, А. М. Гришин, А. М. Мартынович, *Физ. твердого тела*, **31**, № 4: 271 (1989).
61. M. Klauí, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland et al., *Appl. Phys. Lett.*, **85**, No. 23: 5637 (2004).
62. M. Laufenberg, D. Backes, W. Buhner et al., *Appl. Phys. Lett.*, **88**, No. 5: 052507-1 (2004).
63. Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.*, **290–291**, No. 1: 750 (2005).
64. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 18: 184411 (2008).
65. А. П. Шпак, А. Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.* **26**, № 12: 1601 (2004).
66. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **124**, No. 1–2: 221 (1993).
67. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
68. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *J. Magn. Magn. Mater.*, **94**, No. 3: 293 (1991).
69. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ЖЭТФ*, **91**, № 5(11): 1789 (1986).
70. В. С. Горнаков, Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ*, **94**, № 3: 245 (1988).
71. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, М. В. Четкин, *Успехи физ. наук*, **162**, № 12: 151 (1992).
72. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ*, **41**, № 9: 90 (1985).
73. N. L. Shryer and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.*, **45**, No. 12: 5406 (1974).