

# Динамика доменной стенки в ферромагнетиках (Обзор)

© В.В. Волков, В.А. Боков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: chief@mail.ioffe.ru

(Поступил в Редакцию 16 июля 2007 г.)

Представлены основные результаты исследований линейной и нелинейной динамики доменной стенки в ферромагнетиках, начиная с первых публикаций. Данные, полученные экспериментальным путем на поликристаллах и пленках с разным характером анизотропии, а также на магнитных наноструктурах, сопоставлены с выводами различных теоретических подходов.

PACS: 75.60.Ch

## 1. Введение

Проблема движения доменных границ в ферромагнетиках своими корнями уходит в конец XIX века, когда стало ясно очевидное противоречие между представлением о ферромагнетике как о среде с определенной намагниченностью и гистерезисной зависимостью усредненной намагниченности образца от магнитного поля, в частности существованием состояния образца с нулевым магнитным моментом. Принципиальное решение проблемы было дано в 1907 г. Вейссом, предположившим, что ферромагнетик состоит из отдельных областей спонтанной намагниченности — доменов, в каждом из которых намагниченность однородна, а соседние домены различаются направлением намагниченности [1]. Представление о доменной границе ввел И. Лэнгмюр, когда при анализе данных [2,3] по перемагничиванию подвергнутых напряжению проволок сплава FeNi предположил, что оно происходит благодаря возникновению зародыша перемагничивания, границы которого затем смещаются вдоль проволоки с конечной скоростью, зависящей от приложенного поля [4]. Первое сообщение об экспериментах по смещению доменной границы содержится в [5]. С тех пор по проблеме динамики доменной стенки были выполнены сотни теоретических и экспериментальных работ. Многие из полученных данных в той или иной степени обсуждаются в ряде монографий и обзоров [6–23], но они в основном посвящены отдельным направлениям исследований и по большей части охватывают период 70–80-х годов. В настоящем обзоре систематически изложены результаты исследований по динамике доменной стенки в ферромагнетиках начиная с первых публикаций и приведены ссылки на наиболее важные, на наш взгляд, работы. Мы не обсуждаем такие вопросы, как динамика стенки в слабых ферромагнетиках, динамика ансамблей магнитных доменов, взаимодействие стенки с микроволнами, физика цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), природа коэрцитивности.

## 2. Магнитная структура доменной стенки

Первые данные о смещении границы между антипараллельно намагниченными областями были получены при исследовании перемагничивания проволок FeNi индукционным методом. Изучаемые образцы предварительно подвергались упругому растяжению и благодаря положительной магнитострикции оказывались подобными магнитоодноосному монокристаллу [4,5,24]. Было установлено, что скорость волны намагничивания (доменной границы) пропорциональна разности между приложенным полем и некоторым критическим полем  $H_0$ , в котором граница двигается бесконечно медленно,

$$V = C(H - H_0). \quad (1)$$

Постоянная  $C$  впоследствии получила название подвижность стенки. Формула (1) была подтверждена данными [25], где для исследования проволоки FeNi применялась более усовершенствованная методика.

Первая теория доменной стенки принадлежит Блоху [26], который, однако, предполагал, что локальная намагниченность меняется по величине и проходит через нуль в середине стенки. Фундаментом для всего дальнейшего развития представлений о доменной границе в ферромагнетиках явилась работа Ландау и Лифшица [27], в которой была получена правильная магнитная структура  $180^\circ$  стенки. Изменение направления магнитных моментов атомов в границе не должно быть резким, иначе имел бы место сильный рост обменной энергии. Постепенный поворот магнитных моментов дает возможность рассматривать границу в рамках так называемой микромагнитной теории. Считается, что материал представляет собой непрерывную среду со спонтанной намагниченностью, направление которой является функцией координаты, а величина остается неизменной. В обычно используемой правой системе координат ось  $z$  принимается за ось легкого намагничивания, плоскость  $xz$  соответствует плоскости

стенки, ось  $y$  перпендикулярна этой плоскости. Намагниченность образует угол  $\theta$  (полярный) с осью  $z$ , а ее проекция на плоскость  $xu$  образует угол  $\psi$  (азимутальный) с осью  $x$ . Для безграничной среды энергетически наиболее выгодна структура так называемой стенки Блоха, в которой отсутствует нормальная к стенке проекция намагниченности и нет связанной с ней магнитостатической энергии. Распределение магнитных моментов по толщине стенки, сама толщина и энергия стенки определяются решением вариационной задачи, учитывающей только энергию неоднородного обменного взаимодействия и энергию магнитной анизотропии. Для угла поворота  $\theta$  намагниченности в зависимости от координаты вдоль оси  $y$ , толщины стенки  $\Delta$  и плотности поверхностной энергии  $\sigma$  справедливы формулы

$$\theta = 2 \arctg \left( \pm \frac{y}{\Delta} \right), \quad (2)$$

$$\Delta = \left( \frac{A}{K} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\sigma = 4(AK)^{1/2}. \quad (4)$$

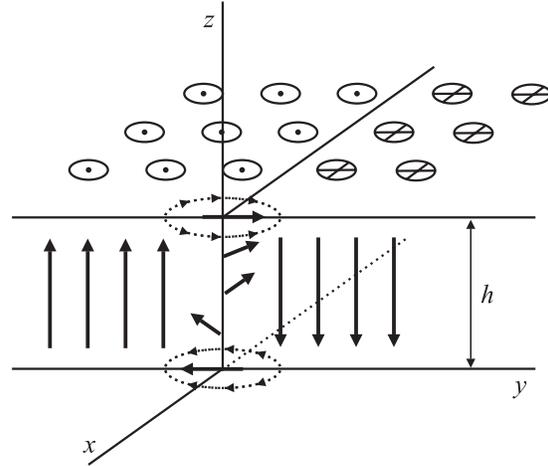
Здесь  $A$  и  $K$  — константы неоднородного обменного взаимодействия и магнитной анизотропии соответственно. В общем случае следует учитывать влияние на плотность энергии стенки и на ее ширину таких факторов, как локальная магнитостатическая энергия, которая может быть обусловлена появлением нормальной к стенке компоненты намагниченности, постоянное поле  $H_p$ , перпендикулярное намагниченности в доменах, с компонентами  $H_x$  и  $H_y$ , дополнительная магнитная анизотропия, характеризуемая константой  $K_p$ , с осью легкого намагничивания, перпендикулярной намагниченности в доменах и составляющей угол  $\psi_p$  с плоскостью стенки. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma = & 4(AK)^{1/2} + 4\pi M^2 \Delta \sin^2 \psi + 2K_p \Delta \sin^2(\psi - \psi_p) \\ & - \pi M \Delta (H_x \cos \psi + H_y \sin \psi), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $4\pi M$  — намагниченность насыщения. Соответственно более сложный вид приобретает и формула для ширины стенки. Если на поверхности образца существуют магнитные заряды, то необходимо учитывать магнитостатическую энергию, связанную с этими зарядами, и обусловленное ими внутреннее магнитное поле. В хорошо изученном случае пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией, т.е. с осью легкого намагничивания, перпендикулярной поверхности и с фактором качества  $Q = K/2\pi M^2 \gg 1$ , в предельном случае бесконечно тонкой стенки внутреннее поле (поле рассеяния поверхностных зарядов) [28]

$$H_s(z) = 4M \ln \frac{z}{h-z}. \quad (6)$$

Учет конечной ширины стенки приводит к зависимости  $H_s(z)$ , которая отличается от (6) в пределах приповерхностного слоя толщиной  $\sim \Delta$  [29]. Под влиянием поля



**Рис. 1.** Схематическое изображение полей рассеяния и направлений намагниченности в середине скрученной  $180^\circ$  доменной стенки Блоха при одном из возможных направлений поворота намагниченности вокруг оси  $z$ .

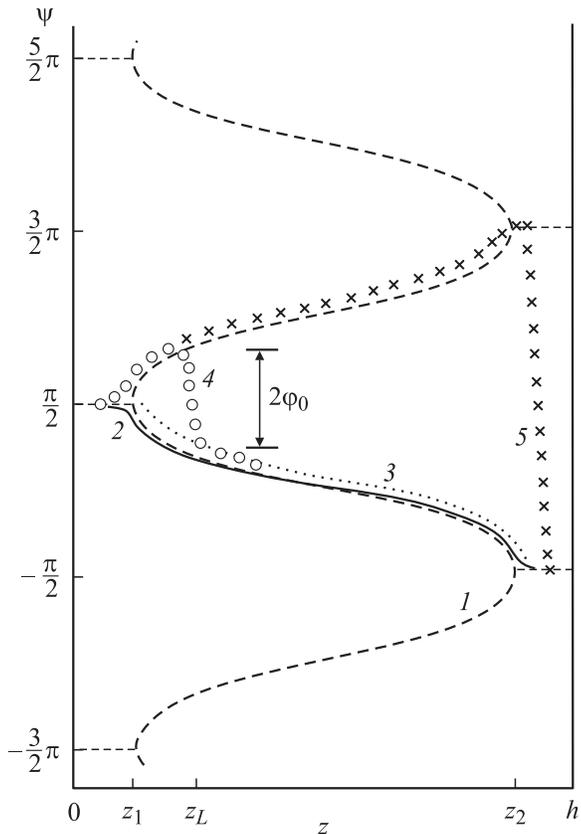
$H_s(z)$  реализуется двумерная стенка с так называемой скрученной структурой, схематично изображенная на рис. 1. Благодаря тому что поле рассеяния имеет в области доменной границы составляющую, перпендикулярную плоскости стенки, в приповерхностных слоях угол  $\psi$  выхода намагниченности из плоскости стенки равен  $\pm\pi/2$ , т.е. структура является неелевской. По мере приближения к середине пленки намагниченность поворачивается так, что ее нормальная к стенке составляющая уменьшается и в середине пленки структура становится блоховской. Плотность энергии и ширина такой „скрученной“ стенки описываются соотношениями [28]

$$\begin{aligned} \sigma = & 4(AK)^{1/2} + 2A\Delta \left( \frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \\ & + 4\pi \Delta M^2 \sin^2 \psi - \pi \Delta M H_s \sin \psi, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Delta = \left( \frac{A}{K + 2\pi M^2 \sin^2 \psi} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Минимизация выражения (7) без учета обменного слагаемого дает зависимость  $\psi(z)$ , изображенную на рис. 2 кривой 1: точки  $z_1, z_2$ , в которых  $|H_s(z)| = 8M$ , называют критическими. Учет обменной энергии приводит к сглаживанию распределения спинов около этих точек (кривая 2).

Структура  $180^\circ$  стенки Блоха может усложняться не только благодаря граничным условиям, но и из-за равной вероятности поворота намагниченности в двух противоположных направлениях, и если в стенке имеются смежные участки с разными направлениями поворота, то их разделяют переходные области — линии Блоха. В пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией линию, параллельную поверхности, называют горизонтальной линией Блоха (ГЛБ). Она представляет собой



**Рис. 2.** Распределение намагниченности в доменной стенке по двумерной модели. 1 — „магнитостатическая“ кривая, 2 — вид распределения при учете обменного взаимодействия, 3 — скорость  $V > 0$ , стационарное движение, 4 — распределение с горизонтальной линией Блоха, 5 — „прорыв“ горизонтальной линии Блоха к поверхности (данные [29]).

область переориентации спинов от одной ветви распределения  $\psi(z)$  на другую, и разворот спинов в ГЛБ происходит в плоскости, перпендикулярной намагниченностям в доменах (рис. 2, кривая 3). На единицу площади ГЛБ (в плоскости  $xz$ ) приходится энергия

$$W_L = 8AMh^{-1}(2\pi)^{1/2}K^{-1/2}(\sin \varphi_0 - \varphi_0 \cos \varphi_0), \quad (9)$$

где  $2\varphi_0$  — угол разворота намагниченности в линии и

$$\varphi_0 = \arccos\left(\frac{H_s(z)}{8M}\right). \quad (10)$$

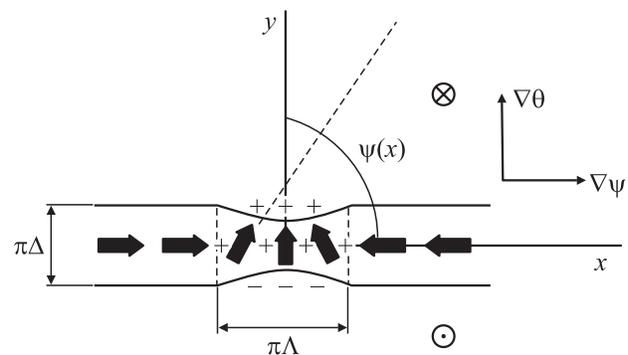
Ширина ГЛБ характеризуется параметром  $\Lambda = (A/2\pi M^2)^{1/2}$ , и обычно  $\Lambda \ll h$ . В пользу существования ГЛБ свидетельствует большое число экспериментальных результатов, среди них появление низкочастотной моды изгибных по толщине пленки колебаний ансамбля скрученных доменных границ при переполаризации их полем  $H_p$ , параллельным стенкам доменов [30], и деформация стенки в импульсном поле смещения, выявленная методом анизотропной темнополевой подсветки [31].

Переходную область, перпендикулярную поверхности пленки, называют вертикальной линией Блоха (ВЛБ). Она разделяет смежные участки стенки блоховского типа с противоположными направлениями вращения спинов. Подобное разбиение стенки было обнаружено при исследовании распределения намагниченности в доменной границе в кольцах из перминвара [32] и в проволоках железа [33] с помощью порошкового метода, а в [34] с использованием просвечивающей электронной микроскопии удалось наблюдать ВЛБ в границе цилиндрического магнитного домена в тонкой пластине Со. В [35] с помощью метода анизотропного темного поля были зафиксированы ВЛБ в доменной границе в феррит-гранатовой пленке с перпендикулярной магнитной анизотропией. Влияние ВЛБ на энергию и ширину доменной стенки впервые обсуждалось в [36] применительно к тонким пленкам с плоскостной анизотропией, а затем в целом ряде работ был рассмотрен случай образцов с фактором  $Q \gg 1$ . На рис. 3 схематично показано отвечающее этому случаю распределение спинов в стенке без учета поля рассеяния поверхностных зарядов. Если функция  $\psi(x)$ , характеризующая распределение, меняется медленно, то можно получить следующие формулы для локальной поверхностной плотности энергии и локального параметра ширины стенки [12]:

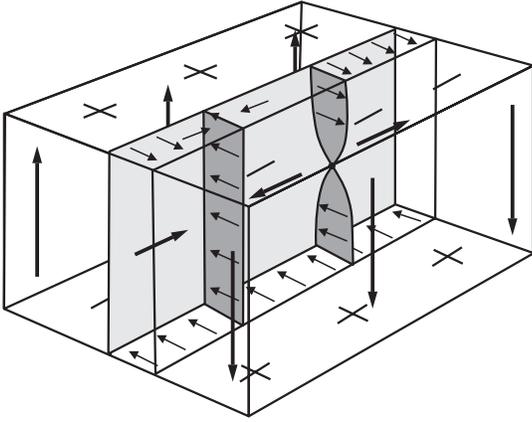
$$\sigma' = 4(AK)^{1/2} + 2A\Delta\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + 4\pi M^2\Delta \sin^2 \psi, \quad (11)$$

$$\Delta' = \left(\frac{A}{K}\right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{A}{K}\right)\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2 + \frac{\sin^2 \psi}{Q}\right]^{-1/2}. \quad (12)$$

В (11) два последних слагаемых представляют собой плотность энергии собственно ВЛБ, которую можно рассматривать как разделяющую два участка стенки границу, ширина которой определяется конкуренцией обменной и магнитостатической энергий. Распределение



**Рис. 3.** Схематическое изображение распределения намагниченности на участке стенки с вертикальной линией Блоха. Намагниченность в доменах выше и ниже изображения стенки направлена против и по оси  $z$  соответственно. Стрелки показывают направление намагниченности в середине стенки.



**Рис. 4.**  $180^\circ$  доменная стенка с двумя вертикальными линиями Блоха, одна из которых содержит точку Блоха (данные [21]).

намагниченности  $\psi(x)$  в линии описывается соотношением

$$\Lambda \frac{\partial \psi}{\partial x} = \sin \psi, \quad (13)$$

где  $\Lambda$  — тот же параметр ширины линии, что и для ГЛБ, а  $\psi = 2 \arctg[\exp(x - X)/\Lambda]$ , где  $X$  — координата центра вертикальной линии Блоха.

В ВЛБ разворот спинов может с равной вероятностью происходить как в одну, так и в другую сторону, и если в одной и той же линии есть участки с противоположным направлением вращения намагниченности, то их разделяет переходная область — точка Блоха [37,38]. Сфера малого радиуса, охватывающая такую точку, пересекается векторами намагниченности всех возможных направлений. Две ВЛБ, одна из которых содержит точку Блоха, изображены на рис. 4. Таким образом, уже статическая стенка может иметь сложную структуру, что должно отразиться на ее динамических свойствах. Кроме того, усложнение структуры возможно в процессе движения.

Помимо указанных выше типов стенки в дальнейшем будет также обсуждаться поведение стенки Нееля с  $\Delta = \Delta_N$ , стенки с поперечными связями, асимметричных стенок Блоха и Нееля. Их спиновая структура подробно рассмотрена в [8,21].

### 3. Линейная динамика доменной стенки

3.1. Основные представления о линейном движении доменной стенки. Фундаментальным исходным уравнением при теоретическом анализе динамики стенки является предложенное Ландау и Лифшицем [27] уравнение движения намагниченности

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \lambda \left( \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{(\mathbf{H}_{\text{eff}} \mathbf{M}) \mathbf{M}}{M^2} \right), \quad (14)$$

где  $\mu_0 = e/m_e c$ ,  $e$  — абсолютная величина заряда электрона,  $m_e$  — его масса,  $c$  — скорость света,

$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\delta w / \delta \mathbf{M}$  — эффективное поле,  $w$  — объемная плотность энергии, включающая энергии неоднородности обмена и анизотропии, магнитостатическую энергию и энергию намагниченности во внешнем поле, константа  $\lambda \ll M$ . Второе слагаемое справа, диссипативное, влияет на амплитуду прецессии намагниченности, но не на величину вектора  $\mathbf{M}$ . Уравнение (14) обычно используют в записи Гильберта [39,40]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \frac{d\mathbf{M}}{dt} \times \mathbf{M} \right], \quad (15)$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр, характеризующий диссипацию энергии. Обсуждение связи между диссипативными слагаемыми уравнений (14) и (15) можно найти, например в [41]. В [27] впервые была развита теория движения одномерной  $180^\circ$  стенки в пределе малых скоростей и получено линейное соотношение между скоростью стенки и полем, направленным вдоль оси легчайшего намагничивания. Дальнейшее развитие теории получила в работе Уокера [42], который нашел точное решение для случая образца с одноосной магнитной анизотропией. В сферических координатах уравнение (15) было сведено к двум уравнениям:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\delta w}{\delta \psi} - \alpha \sin \theta \frac{d\psi}{dt}, \quad (16)$$

$$\frac{d\psi}{dt} \sin \theta = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta w}{\delta \theta} + \alpha \frac{d\theta}{dt}. \quad (17)$$

Для одноосного образца объемная плотность энергии

$$w = A \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 + K \sin^2 \theta + 2\pi M^2 \sin^2 \theta \sin^2 \psi - \mathbf{M}\mathbf{H}. \quad (18)$$

По предположению динамическая структура стенки Блоха отличается от статической тем, что магнитные моменты отклонены относительно плоскости стенки на угол  $\psi = \text{const}$ , т.е. ориентация намагниченности зависит только от координаты  $y$ . Для скорости стенки была получена формула

$$V = \frac{\gamma \Delta H}{\alpha} \left\{ 1 + \frac{1}{2Q} \left[ 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{H}{H_w} \right)^2} \right] \right\}^{-1/2}, \quad (19)$$

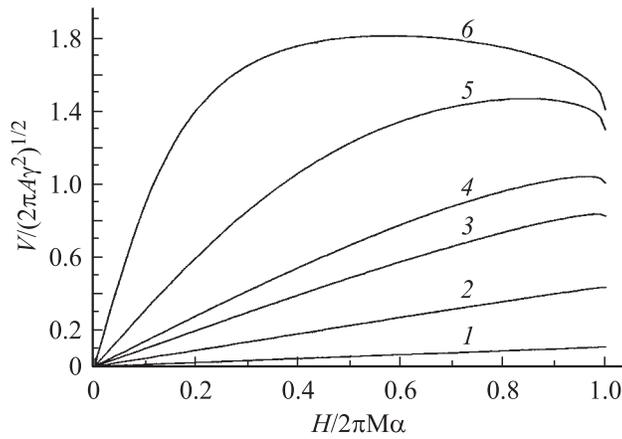
где

$$H_w = 2\pi M \alpha \quad (20)$$

— так называемое критическое поле Уокера, и стационарное, т.е. происходящее с сохранением структуры, движение стенки возможно только при  $H < H_w$ . На рис. 5 представлены рассчитанные по формуле (19) для разных  $Q$  зависимости  $V(H)$ ; их нелинейный характер при  $Q < 1$  объясняют [43] динамическим уменьшением ширины стенки по мере возрастания  $H$ , поскольку в этом случае  $\Delta = (A/K)^{1/2} (1 + H^2/2\alpha K)^{-1/2}$ .

Если  $Q \rightarrow \infty$ , то вплоть до  $H = H_w$  скорость

$$V = \mu H = \frac{\gamma \Delta}{\alpha} H, \quad (21)$$



**Рис. 5.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля по одномерной модели, рассчитанная по формуле (19). Значения фактора качества  $Q$ : 1 — 100, 2 — 5, 3 — 1, 4 — 0.5, 5 — 0.1, 6 — 0.01.

где линейная подвижность стенки

$$\mu = \alpha^{-1} \Delta \gamma. \quad (22)$$

Когда  $Q \gg 1$ , задача о динамике одномерной  $180^\circ$  стенки упрощается. Структура границы определяется тогда в первую очередь обменным взаимодействием и анизотропией, а силы магнитоэстатического происхождения и силы, связанные с действием внешнего поля и с динамической реакцией, являются поправками. В результате толщина стенки не меняется при движении и углы ориентации намагниченности

$$\theta(y, t) = 2 \arctg \exp \left[ \frac{y - q(t)}{\Delta} \right], \quad (23)$$

$$\psi = \psi(t), \quad (24)$$

где  $q$  — смещение стенки. От уравнений (16) и (17) с помощью формул (23) и (24) можно перейти к уравнениям для  $q$  и  $\psi$  [44]:

$$\frac{\delta \sigma}{\delta q} = -\frac{2M}{\gamma} \left( \frac{d\psi}{dt} + \frac{\alpha}{\Delta} \frac{dq}{dt} \right), \quad (25)$$

$$\frac{\delta \sigma}{\delta \psi} = \frac{2M}{\gamma} \left( \frac{dq}{dt} - \alpha \Delta \frac{d\psi}{dt} \right). \quad (26)$$

Уравнение (25) связывает скорость прецессии намагниченности в стенке с давлением на стенку  $\delta \sigma / \delta q$ , обусловленным запасенной энергией, и с „демпфирующим“ давлением  $(2M\alpha/\Delta\gamma)(dq/dt)$ . Уравнение (26) связывает скорость стенки с действующими на намагниченность вращающими моментами: момент  $\delta \sigma / \delta \psi$  обусловлен запасенной энергией, а момент  $(2M\alpha\Delta/\gamma)(d\psi/dt)$  — демпфированием. Если величине  $2M\psi/\gamma$  придать смысл импульса, канонически сопряженного с координатой  $q$ , то уравнения (25) и (26) примут вид уравнений Гамильтона, и с помощью формулы (5) их можно записать как

$$\frac{dq}{dt} = \gamma H - \frac{\alpha}{\Delta} \frac{dq}{dt}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dt} &= 2\pi M \Delta \gamma \sin 2\psi + \alpha \Delta \frac{d\psi}{dt} \\ &+ \frac{\pi \Delta \gamma}{2} (H_x \sin \psi - H_y \cos \psi) + \frac{\gamma \Delta K_p}{M} \sin 2(\psi - \psi_p). \end{aligned} \quad (28)$$

Движение стенки при  $H_{x,y} = K_p = 0$  можно представить следующим образом [15]: под действием поля  $H$ , направленного вдоль легкой оси  $z$ , магнитные моменты поворачиваются вокруг этой оси на угол  $\psi$  и выходят из плоскости стенки  $xz$ . Тогда появляются нормальная к стенке компонента намагниченности  $M_y$  и соответствующее ей поле размагничивания  $H_d = 4\pi M_y$ , имеющее компоненту  $H_\perp = 2\pi M \sin \theta \sin 2\psi$ , перпендикулярную магнитным моментам в стенке и в доменах. Магнитные моменты прецессируют по углу  $\theta$  относительно поля  $H_\perp$ , и скорость стенки пропорциональна  $\partial \theta / \partial t$ . Когда моменты поворачиваются на угол  $\theta = \pi$ , стенка смещается на расстояние, равное ее толщине.

К важным результатам относительно динамической структуры стенки привела двумерная модель с ГЛБ [28]. В рамках этой модели получена система уравнений

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \gamma \Delta \left[ 2\pi M \sin 2\psi + \frac{\pi}{2} H_s(z) - \frac{2A}{M} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] + \alpha \Delta \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (29)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \gamma \left( H + \frac{2A}{M\Delta} \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} \right) - \frac{\alpha}{\Delta} \frac{\partial q}{\partial t}, \quad (30)$$

позволяющая при граничном условии  $\partial \psi / \partial z = 0$  для  $z = 0, h$  найти связь скорости стенки с ее структурой. При аналитическом рассмотрении граница считается плоской и прямой и слагаемое с  $\partial^2 q / \partial z^2$  в (30) отсутствует. Поскольку  $\psi = \psi(z)$ , в уравнения вводится усредненная по толщине пленки величина  $\bar{\psi} = h^{-1} \int_0^h \psi(z) dz$ , т. е. предполагается, что уравнение прецессии (30) справедливо и для этого среднего значения. Согласно модели, в полях, не превышающих некоторого  $H_n$ , ориентация спинов стенки близка к статической (кривая 3 на рис. 2), а когда  $H = H_n$ , вблизи одной из критических точек ( $z_1$  на рис. 2) зарождается ГЛБ. Механизм возникновения ГЛБ в модели не обсуждается, и считается, что при движении стенки все изменение  $\psi(z)$  сосредоточено в пределах линии (кривая 4 на рис. 2). Предполагается также, что поле рассеяния не меняется на ширине линии, и при определении ее плотности энергии  $H_s(z)$  заменяется на  $H_s(z_L)$ , где  $z_L$  — координата ГЛБ. Среднее по толщине пленки значение угла ориентации намагниченности связано с  $z_L$  соотношением

$$\bar{\psi} = \frac{2}{h} \int_{z_1}^{z_L} \varphi_0(z) dz. \quad (31)$$

Формулы (10) и (31) вместе с уравнением (30) позволяют связать координату ГЛБ со средним углом  $\bar{\psi}$  и со скоростью стенки. Если считать, что разность энергий двигающейся и покоящейся стенок составляет  $W_L$ , т. е.

что все изменение энергии сосредоточено в ГЛБ, то можно получить выражение для скорости

$$V = \frac{\gamma}{2M\varphi_0} \left. \frac{dW_L}{dz} \right|_{z=z_L} = \frac{\gamma A}{4M} \left( \frac{2\pi}{K} \right)^{1/2} \left. \frac{dH_s}{dz} \right|_{z=z_L}, \quad (32)$$

показывающее, что каждому значению скорости стенки отвечает определенное положение  $z_L$  ГЛБ на оси  $z$  и что с увеличением скорости линия оказывается все ближе ко второй критической точке. При стационарном движении внутренняя структура двумерной границы не меняется и остается справедливой формула (22) для подвижности.

Связь между скоростью стенки и положением ГЛБ устанавливалась также в [45] путем анализа численных расчетов [46] на основании соотношений подобия; скорость, по достижении которой зарождается ГЛБ, составила в [45]  $17\gamma A/hK^{1/2}$ .

Аналитический подход к изучению процессов при движении стенки связан с рядом ограничивающих предположений, отказаться от которых позволило применение численных методов [46–50]. Было учтено влияние на структуру стенки обменного взаимодействия, в результате чего распределение  $\psi(z)$  становится более плавным, изменение  $\psi$  при движении происходит по всей толщине пленки и у стенки появляется кривизна. В теории, однако, остались расхождения относительно того, содержит ли структура стенки ГЛБ уже при стационарном движении [28,29,46,47] или именно зарождение линии вызывает срыв этого движения [49–52].

Интенсивное изучение доменов в ферромагнетиках началось в 30-е годы, когда доменные границы были обнаружены экспериментально с помощью коллоидной суспензии порошка из ферромагнитных частиц в жидкости, наносимой на поверхность образца: под влиянием пондеромоторной силы частицы оседают на границах между доменами. При изучении доменной структуры монокристаллов FeSi было установлено [53], что она имеет наиболее простой вид у образцов в виде рамок, вырезанных таким образом, что все их стороны параллельны направлениям легчайшего намагничивания. С помощью измерений, выполненных индукционным методом на рамках из монокристаллов FeSi [54,55], ферритов Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, (NiO)<sub>0.75</sub>(FeO)<sub>0.25</sub>Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [56] и Mn<sub>1.4</sub>Fe<sub>1.6</sub>O<sub>4</sub> [57], был получен фундаментальный результат — изменение направления намагниченности на обратное происходит вследствие передвижения доменной границы, связь между изменением усредненной намагниченности и смещением границы является линейной и выполняется соотношение (1) между  $V$  и  $H$ . При количественном сравнении с теорией, однако, возник вопрос о влиянии на подвижность стенки ее структуры и механизмов диссипации. Это влияние будет рассмотрено в разделах 3.2, 3.3 и 5.

3.2. Линейная динамика доменной стенки в пленках с плоскостной магнитной анизотропией. Большой объем данных был получен при исследовании динамики стенки в пленках пермаллоя

с осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости образца [58–76]. Такие пленки (состав примерно 80 wt.% Ni и 20 wt.% Fe, характерные параметры:  $A = 10^{-6}$  erg/cm,  $K = 10^3$  erg/cm<sup>3</sup>,  $M = 800$  G, толщина — примерно от 150 Å до нескольких микрон) получали методом вакуумного напыления на нагретые стеклянные подложки. Для создания одноосной анизотропии, в плоскости подложки при напылении прикладывалось однородное постоянное магнитное поле. Смещение стенки под действием прямоугольных импульсов поля  $H$ , направленного вдоль оси легкого намагничивания, определялось с использованием магнитооптического эффекта Керра. Были получены сведения о влиянии толщины пленки и структуры стенки на зависимости ее скорости от амплитуды  $H$ , сделаны заключения о механизмах торможения стенки. Ее подвижность в тонкой металлической пленке можно представить как

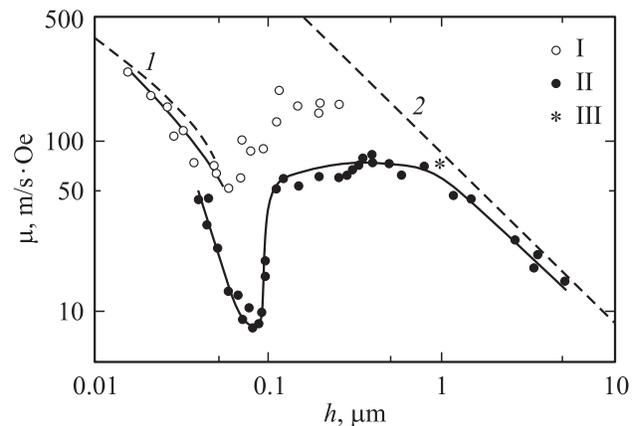
$$\mu^{-1} = \mu_r^{-1} + \mu_s^{-1}, \quad (33)$$

где  $\mu_r$  определяется шириной стенки и параметром диссипации Гильберта, учитывающим „внутренние“ релаксационные потери (22), а  $\mu_s$  учитывает тормозящее действие вихревых токов, и для бесконечно тонкой стенки [54]

$$\mu_s = \frac{\pi^2 c^2 \rho}{128\pi M h \sum_{n=1}^{\infty} (2n-1)^{-3}}, \quad (34)$$

где  $\rho$  — удельное электросопротивление. Учет конечной ширины стенки приводит к такой зависимости  $\mu_s(h)$ , которая для пленок с  $h > 2000$  Å совпадает с (34), а при меньших толщинах является более сильной [66].

Толщина пленки влияет на структуру и ширину стенки и соответственно на величину  $\mu_r$ . Подвижности  $\mu_r$  и  $\mu_s$  по-разному меняются с  $h$ , и поэтому анализ

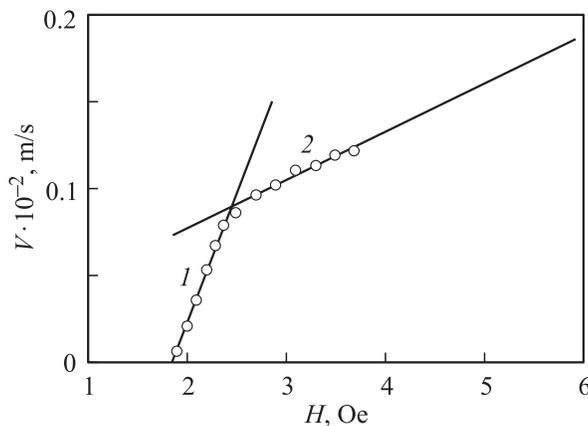


**Рис. 6.** Зависимость подвижности стенки  $\mu$  от толщины пленки в логарифмическом масштабе (данные [63]). I —  $\mu_1$ , II —  $\mu_2$ , III —  $\mu_3$  для цилиндрической пленки толщиной 1  $\mu\text{m}$ . 1, 2 — расчетные кривые для случаев, когда потери обусловлены „спиновым затуханием“ и вихревыми токами соответственно.

зависимости  $\mu(h)$  позволяет судить о факторах, ограничивающих скорость стенки [58,61,63,65,67,68,73,74]. На рис. 6 представлены данные работы [63], в которой подробно изучена связь между  $V$  и  $H$  в пленках с разной толщиной. В очень тонких образцах ( $150 < h < 400 \text{ \AA}$ ) зависимость  $V(H)$  линейная и с увеличением  $h$  подвижность уменьшается. Считалось, что при такой толщине стенка имеет структуру Нееля, и, следовательно, ее ширина уменьшается с ростом  $h$ . Экспериментальная кривая  $\mu(h)$  соответствует формуле (22) с  $\Delta = \Delta_N(h)$ , и это дало основание заключить, что в указанной области толщин определяющим механизмом потерь является спиновое затухание.

В относительно толстых пленках с  $h > 3000 \text{ \AA}$  связь между  $V$  и  $H$  также линейная, величина  $\mu$  слабо зависит от  $h$ , а начиная с толщины  $\sim 1 \mu\text{m}$  подвижность стенки, имеющей в этой области блоховскую структуру [8,71], уменьшается примерно как  $1/h$ . Экспериментальная зависимость  $\mu(h)$  при этом согласуется с результатом расчета по модели, согласно которой скорость стенки ограничена потерями на вихревые токи.

В пленках с толщинами в интервале  $400 < h < 3000 \text{ \AA}$  экспериментальная зависимость  $V(H)$  является нелинейной, поэтому ее описывают подвижностями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  для малых и больших полей соответственно, причем  $\mu_2 < \mu_1$  (рис. 7). Для объяснения причины уменьшения подвижности выдвигались разные предположения: динамическое изменение формы стенки [58], смена механизма вязкого затухания либо неприменимость приближения вязкого затухания с увеличением поля  $H$  [67]. Согласно [65,74], излом на графике  $V(H)$ , вероятно всего, связан с проявлением эффекта „ряби“ намагниченности. В [73] были получены зависимости подвижностей  $\mu_1$  и  $\mu_2$  от коэрцитивного поля  $H_c$  в пленках толщиной 2200 и 2700  $\text{\AA}$ , их экстраполяция к нулевому значению коэрцитивности дала практически совпадающие значения  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , т.е. в образце с  $H_c = 0$  излом должен был бы отсутствовать. Оказалось также, что при небольших  $H_c < 1.2 \text{ Oe}$  подвижность  $\mu_1$  от  $H_c$  не зависит и близка



**Рис. 7.** Зависимость скорости стенки от поля для пленки пермаллоя толщиной 600  $\text{\AA}$  (данные [61]). 1 —  $\mu_1 = 0.15 \cdot 10^2 \text{ m/s} \cdot \text{Oe}$ ; 2 —  $\mu_2 = 0.028 \cdot 10^2 \text{ m/s} \cdot \text{Oe}$ .

к рассчитанной по формуле (33), учитывающей действие вихревых токов и спиновое затухание. Появление нелинейности на графике  $V(H)$  объяснено тем, что имеющиеся магнитные неоднородности в небольших полях  $H$  действуют как центры закрепления стенки, а по мере увеличения  $H$  — как центры диссипации энергии.

Влияние структуры границы заметно проявляется для пленок с толщиной в области 600–800  $\text{\AA}$ , где преобладают границы с поперечными связями [58,61,64,65,68]. С изменением плотности поперечных перетяжек в стенке коррелирует изменение подвижности  $\mu_2$ , и минимум  $\mu_2$  на рис. 6 приходится на интервал толщин, в котором плотность перетяжек максимальная [64,72].

Обсуждавшиеся выше результаты получены в условиях, когда структура стенки, во всяком случае в исходном и в конечном состояниях, является равновесной. При изучении динамических стенок, возникающих в процессе импульсного перемагничивания, оказалось [75], что их скорость в образцах с  $600 < h < 1200 \text{ \AA}$  в 1.5–5 раз больше, чем у равновесных стенок. Данному интервалу толщин отвечают границы с поперечными связями, и было высказано предположение, что либо плотность поперечных перетяжек у динамических стенок меньше, чем у равновесных, либо при импульсном перемагничивании перетяжки вообще не возникают. Прерывание процесса перемагничивания приводит к тому, что за последующие 160–180 пс динамическая стенка приобретает признаки равновесной, по крайней мере с точки зрения ее подвижности [76].

С увеличением толщины пленки структура с поперечными связями сменяется асимметричной блоховской (блоховской вихревой) структурой [8,73,74,77–79]. Имеются расхождения относительно значений  $h$ , начиная с которых стенка становится вихревой. Возможно, причина этого расхождения связана с использованием в расчетах [73,77,80] модели идеальной стенки, а эксперимент [74,78,79] проводился на пленках с разным содержанием Fe и Ni и соответственно с разными намагниченностью и энергией анизотропии, что влияет на тип структуры стенки. При дальнейшем увеличении  $h$  граница становится одномерной блоховской и основным вкладом в диссипацию энергии при ее движении являются потери на вихревые токи.

3.3. Релаксационные потери при стационарном движении доменной стенки. Линейный характер зависимости  $V(H)$  в небольших полях был подтвержден многочисленными экспериментами, выполненными на магнитных диэлектриках — ферритах, и при обсуждении полученных результатов возник вопрос о возможности определения подвижности стенки по формуле (22) с использованием значения параметра диссипации  $\alpha_{\text{FMR}}$ , найденного из измерений ширины линии ФМР (FMR), т.е. о тождественности механизмов потерь энергии при движении стенки и при ФМР. Полученные обоими способами параметры диссипации были сопоставлены сначала для  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и никелевого феррита [56,81], а затем для феррита марганца [57].

Таблица 1. Сведения об исследованных пленках

Пленка №	Система	$4\pi M$ , G	$K$ , $10^3 \text{ erg/cm}^3$	$\Delta$ , $10^{-5} \text{ cm}$	$\gamma$ , $10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\alpha_{\text{FMR}}$	$\alpha_{\text{DW}}$	Ссылки
1	$(\text{Y,Gd})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$	105	0.66	1.15	1.72	0.0088	0.0088	[89] <sup>1</sup>
2	$(\text{Y,Eu,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$	184	22.6	0.26	1.1	0.026	0.06	[95] <sup>2</sup>
3	$(\text{Eu,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$	440	82	0.17	1.12	0.028	0.041	[88]
4	$(\text{Y,Eu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$	160	9.03	0.44	1.21	0.03	0.0345	[96] <sup>3</sup>
5	$(\text{Eu,Lu,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	510	58	0.21	1.32	0.034	0.03	[88]
6	$(\text{Y,Gd,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$	149	8.8	0.48	1.27	0.035	0.032	[97] <sup>4</sup>
7	$(\text{Eu,Lu})_3(\text{Fe,Al})_5\text{O}_{12}$	440	78	0.15	1.12	0.035	0.032	[88]
8	$(\text{Y,Sm,Lu,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	340	17	0.37	1.86	0.07	0.076	[88]
9	$(\text{Y,Sm,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	139	4.88	0.72	1.81	0.08	0.096	[97] <sup>4</sup>
10	$(\text{Y,Eu,Yb,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	265	12.6	0.42	1.5	0.12	0.11	[99]
11	$(\text{Y,Sm,Lu,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	370	26	0.31	1.82	0.12	0.125	[88]
12	$(\text{Y,Eu,Yb,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	262	12.4	0.4	1.5	0.12	0.137	[99]
13	$(\text{Y,Sm,Lu,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$	400	32	0.31	1.86	0.14	0.137	[88]

Примечания. <sup>1</sup> На образце № 1 параметр  $\alpha_{\text{DW}}$  определен из данных по резонансу доменных границ, амплитуда импульсов поля составляла менее 0.01 Ое. В качестве  $\alpha_{\text{FMR}}$  взято среднее значение величин, найденных при двух ориентациях постоянного поля — параллельной и перпендикулярной плоскости образца. <sup>2</sup> Для образца № 2 значение  $\alpha_{\text{DW}}$  найдено из данных рис. 5 в [95]. <sup>3</sup> Для образца № 4 зависимость  $V(H)$  получена в присутствии постоянного поля в плоскости пленки  $H_p = 40 \text{ Oe}$  (рис. 10 в [96]). <sup>4</sup> Для образцов № 6 и 9 зависимость  $V(H)$  получена в присутствии поля  $H_p = 100 \text{ Oe}$  (рис. 3 и 1 в [97]), параметры пленок № 6 и 9 взяты из работы [98], в которой это образцы № 4 и 7 из таблицы; в случаях <sup>3</sup> и <sup>4</sup> поле  $H_p$  прикладывалось перпендикулярно направлению движения домена, подвижность  $\mu_{\text{DW}}$  для  $H_p = 0$  определялась с помощью формулы (37).

Величины, найденные из данных по подвижности, были меньше найденных из измерений ФМР, но представлялось важным, что они по крайней мере одного порядка. В дальнейшем были выполнены исследования, позволившие существенно продвинуться в выяснении механизма потерь энергии при движении доменной стенки в монокристаллах иттрий-железного граната  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG) с добавками ионов редких земель. Эти ионы размещаются в додекаэдрических узлах кристаллической решетки граната и связаны анизотропным обменным взаимодействием с подрешеткой железа. При смещении стенки, как и при ФМР, такое взаимодействие приводит к затуханию прецессии намагниченности посредством механизма медленной релаксации [82,83]. Из теории следует, что параметры диссипации, полученные из данных по подвижности стенки ( $\alpha_{\text{DW}}$ ) и из ФМР должны совпадать в достаточно широком интервале значений температуры  $T$ , за исключением области очень низких  $T$ . Действительно, было найдено хорошее количественное согласие между экспериментальной и теоретической зависимостями  $\mu(T)$  при  $T < 100 \text{ K}$ , с повышением  $T$  измеренная подвижность оказывалась несколько меньше расчетной и близкой к подвижности стенки в YIG [83]. В то же время было обнаружено [84], что в YIG с узкой линией ФМР ( $\alpha_{\text{FMR}} \sim 3 \cdot 10^{-5}$ ) подвижность в сотни раз меньше, чем можно было ожидать на основании данных по ФМР. Такое расхождение, возможно, связано с присутствием в стенке большого числа ВЛБ, так как если стенка не содержит ВЛБ, то разница между  $\alpha_{\text{FMR}}$  и  $\alpha_{\text{DW}}$  уменьшается [85,86]. Уже из этих ранних работ следовало, что может существовать несоответствие между  $\alpha_{\text{FMR}}$  и  $\alpha_{\text{DW}}$ .

Развитие экспериментальных работ по динамике доменной стенки коренным образом изменилось с

получением эпитаксиальных монокристаллических пленок ферритов-гранатов. Их можно описать формулой  $(R, M^2)_3(\text{Fe}, M^1)_5\text{O}_{12}$ , где  $R$  — ионы висмута,  $\text{Y}^{3+}$  и редких земель,  $M^1$  — замещающие трехвалентное железо ионы (обычно  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Al}^{3+}$ ,  $\text{Ge}^{4+}$  или  $\text{Si}^{4+}$ ), а  $M^2$  — ионы  $\text{Ca}^{2+}$ , которые добавляют, если ионы железа замещают ионами  $\text{Ge}^{4+}$  или  $\text{Si}^{4+}$ . Пленки выращивают методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната. Если плоскость подложки имеет ориентацию типа (111), то пленка обладает наведенной магнитной анизотропией и при  $Q > 1$  ось легкого намагничивания перпендикулярна развитой поверхности (случай перпендикулярной магнитной анизотропии). Обычно характеристики пленок находятся в пределах:  $4\pi M = 50\text{--}750 \text{ G}$ ,  $K = (3\text{--}40) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ ,  $A = (1\text{--}3) \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = (1.2\text{--}1.8) \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$ ,  $h = 0.5\text{--}10 \mu\text{m}$ . Высокое качество материала, прозрачность в видимой области спектра, возможность, благодаря эффекту Фарадея, визуального наблюдения доменов, а также возможность синтеза образцов с разными физическими параметрами — все это сделало пленки гранатов модельными объектами для изучения. В частности, на них получено много данных по подвижности стенки, но сделанные заключения были противоречивы. Так, в [87–89] отмечалось согласие между значениями параметра диссипации, найденными из измерений ФМР и подвижности. В [90–92] параметры диссипации, полученные из измерений подвижности, заметно превышали определенные из данных по ФМР. Поэтому утверждалось, что релаксационная константа, полученная из экспериментов по ФМР, обычно меньше константы, найденной из измерений подвижности [93]. В [94] были проанализированы данные по подвижности

стенки в пленках гранатов, взятые из [88,89,95–99], где измерения проводились либо методом трансляции ЦМД с простой структурой стенки и с применением высокоскоростной фотографии (ВСФ), либо методом резонанса доменных границ в малых полях.

Как видно из табл. 1, где сопоставлены значения параметра диссипации Гильберта, найденные из данных по подвижности и по ФМР, при  $\alpha_{\text{ФМР}} \geq 0.009$  можно утверждать, что сравниваемые величины совпадают. Поэтому есть основания полагать, что во всяком случае в образцах с подобными значениями  $\alpha_{\text{ФМР}}$  при движении доменной стенки потери определяются тем же механизмом медленной релаксации, что и при ФМР, а подвижность описывается „классической“ формулой (22).

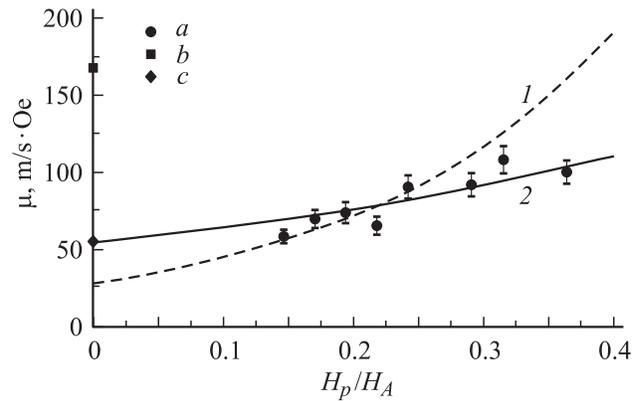
Подвижность стенки в случае малых потерь была исследована в [94] на пленках системы  $(\text{Y,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ , у которых  $\alpha_{\text{ФМР}} \leq 0.002$ . Зависимости  $V(H)$  были найдены методом трансляции ЦМД, находящихся в состоянии с двумя ВЛБ с отрицательными знаками и смещающихся в направлении продвигающегося поля, с применением высокоскоростной регистрации изображения. В плоскости пленки перпендикулярно направлению движения ЦМД прикладывалось постоянное магнитное поле  $H_p \approx (0.15-0.2)H_A$ , что позволило стабилизировать положение ВЛБ в доменной границе и наблюдать начальный линейный участок зависимости скорости от  $H$ . Подвижности стенки, найденные из полученных данных, оказались существенно меньше значений, вычисленных по формуле (22) с использованием параметра  $\alpha = \alpha_{\text{ФМР}}$ . Чтобы попытаться объяснить такое различие, можно обратиться к результатам теоретических работ [100–106]. Авторы [100,102] предложили учесть изменение модуля вектора намагниченности в движущейся стенке и для этого включили в уравнение (15) дополнительное релаксационное слагаемое. Неоднородность модуля  $\mathbf{M}$  была объяснена тем, что магнитные моменты соседних атомов в стенке неколлинеарны и обменное взаимодействие между ними ослаблено. В результате при движении стенки кроме вклада в потери из-за взаимодействия, имеющегося и при однородной намагниченности, должен существовать дополнительный вклад, обусловленный возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в стенке, с последующей релаксацией возмущения. В пленках с малыми потерями этот дополнительный вклад может оказаться значительным, и тогда формула для подвижности должна иметь вид [102,103]

$$\mu = \Delta\gamma(\alpha_{\text{ФМР}} + \alpha_\chi)^{-1}, \quad (35)$$

где параметр  $\alpha_\chi$  учитывает дополнительный вклад в потери:

$$\alpha_\chi = \frac{16}{3\alpha_{\text{ФМР}}} \left( \frac{\chi H_A}{M} \right)^2, \quad (36)$$

где  $H_A$  — поле магнитной анизотропии,  $\chi$  — продольная восприимчивость в области парапроцесса [106]. В [94] экспериментальные значения подвижности, найденные в



**Рис. 8.** Зависимость подвижности доменной стенки от постоянного поля, приложенного в плоскости образца, для пленки системы  $(\text{Y,Bi})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$  (данные [94]).  $a$  — экспериментальные значения,  $b$  — подвижность  $\mu_{\text{ФМР}}$ , рассчитанная по формуле (22) с  $\alpha = \alpha_{\text{ФМР}}$ . 1 — аппроксимация формулой, учитывающей дополнительные потери, с использованием в качестве подгоночного параметра величины  $\alpha_\chi$ ; 2 — аппроксимация общей формулой из [102] с подвижностью  $\mu_{\text{DW}}$  ( $c$ ) в качестве подгоночного параметра.

небольших полях  $H_p$ , по порядку величины близки к вычисленным по формулам (35) и (36).

Еще один результат теории [102–103,106] состоит в том, что в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией разные вклады в релаксацию можно разделить путем анализа зависимости подвижности стенки от  $H_p$ . С целью сравнения с теорией в [94] на всех образцах в широком интервале значений поля в плоскости — до  $H_p \sim 0.5 H_A$  — были получены зависимости  $V(H)$  и с их помощью построены графики  $\mu(H_p/H_A)$ , один из которых представлен на рис. 8. Все графики были аппроксимированы с помощью формул из [102,106] с использованием  $\alpha_\chi$  как подгоночного параметра. Оказалось, что можно подобрать такие величины  $\alpha_\chi$ , что в некотором начальном интервале значений  $H_p$  экспериментальные точки располагаются вблизи теоретической кривой, но в целом экспериментальная зависимость  $\mu$  от  $H_p/H_A$  более слабая, чем это следует из теории.

Для сравнения параметров, характеризующих линейную динамику стенки, с данными ФМР нужно определить подвижность стенки при  $H_p = 0$ , и с этой целью найденные зависимости  $\mu(H_p/H_A)$  были аппроксимированы учитывающей только изменение ширины стенки общей формулой [102], которая при  $H_p \ll H_A$  сводится к тому же выражению

$$\mu = \frac{\Delta\gamma}{\alpha} \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{H_p}{H_A} \right), \quad (37)$$

что и формулы, полученные в рамках одномерной модели [13,107,108]. При аппроксимации величина подвижности  $\mu = \mu_{\text{DW}}$  при  $H_p = 0$  служила подгоночным параметром. Найденные таким образом величины  $\mu_{\text{DW}}$

оказались существенно меньше соответствующих расчетных значений  $\mu_{\text{FRM}} = \Delta\gamma/\alpha_{\text{FMR}}$ , но установить какую-либо закономерную связь между подвижностями  $\mu_{\text{DW}}$  и  $\mu_{\text{FRM}}$  невозможно, поскольку пленки отличаются такими характеристиками, как  $4\pi M$ ,  $\Delta$  и  $\gamma$ . Поэтому для сопоставления был использован так называемый приведенный параметр диссипации Ландау–Лифшица  $\lambda'$ : при  $\alpha \ll 1$  величина  $\lambda' = \alpha M\gamma^{-1}$  [87,109]. Существенное различие между параметрами  $\alpha$  и  $\lambda'$  состоит в том, что в весьма широком интервале магнитных характеристик пленок  $\alpha_{\text{FMR}} \sim \gamma M^{-1}$ , тогда как  $\lambda'$  не зависит от  $M$ ,  $\gamma$  и частоты ФМР [94,109–113]. Поэтому использование параметра  $\lambda'$  позволяет сравнить данные о потерях в пленках с разными значениями намагниченности и  $\gamma$ . Такое сравнение показало, что у образцов с малыми потерями уменьшение  $\lambda' = \lambda'_{\text{FMR}}$  ведет к уменьшению „приведенной“ подвижности стенки  $\mu_{\text{DW}}/M\Delta$ , тогда как у пленок с относительно широкой линией ФМР подвижность в соответствии с „классической“ формулой (22) обратно пропорциональна параметру диссипации.

Таким образом, существующая теория хорошо описывает линейную динамику доменной стенки. Особым является случай ферритов-гранатов с очень узкой линией ФМР, у которых параметр диссипации, найденный из измерений ФМР, существенно меньше определяемого из измерений подвижности. Возможное объяснение эффекта заключается в появлении при движении стенки механизма потерь, дополнительного к существующему при однородной прецессии. Такой механизм предложен в теории, но имеется расхождение между ее выводами и экспериментальными данными. Можно также допустить, что различие параметров диссипации связано с появлением неких возбуждений стенки при сохранении линейной связи ее скорости с продвигающим полем, так что проблема релаксационных потерь, на наш взгляд, остается не до конца решенной.

## 4. Нелинейная динамика доменной стенки

4.1. Срыв стационарного движения доменной стенки. Как уже было отмечено, в рамках одномерной модели стационарное движение стенки невозможно при  $H > H_W$ . Полю  $H_W$  соответствует предельная скорость Уокера

$$V_W = 2\pi M\Delta\gamma [1 + (2Q)^{-1}]^{1/2}. \quad (38)$$

Такое же выражение для скорости было получено в [44,114]. Если  $Q \ll 1$ , то (38) можно переписать как  $V_W = \gamma(4\pi A)^{1/2}$ . В материалах с большой перпендикулярной магнитной анизотропией, т.е. с  $Q \gg 1$ ,

$$V_W = 2\pi M\Delta\gamma. \quad (39)$$

Как видно из (28), в отсутствие дополнительной анизотропии  $K_p$  и поля  $H_{x,y}$  скорость Уокера достигается при  $\psi = \pi/4$  или  $5\pi/4$ , что соответствует двум

возможным направлениям вращения спинов в стенке Блоха. Физическое существование уокеровского предела обусловлено тем, что поле размагничивания стенки, относительно которого прецессируют спины, не может превышать величину  $4\pi M$ , и, следовательно, частота прецессии спинов и скорость стационарного движения стенки ограничены.

В соответствии с двумерной моделью с ГЛБ срыв стационарного движения происходит, когда стенка достигает скорости, при которой ГЛБ занимает определенное положение вблизи поверхности образца, становится неустойчивой и аннигилирует. В [28] считалось, что неустойчивость возникает, когда линия оказывается в критической точке  $z_1$  или  $z_2$  (кривая 5 на рис. 2); угол разворота спинов в ГЛБ тогда равен  $2\pi$ . Было высказано предположение, что рассеиваемая при аннигиляции энергия равна энергии ГЛБ в критической точке, и для случая  $\alpha \rightarrow 0$  получено следующее выражение для максимальной скорости стационарного движения:

$$V_p = \frac{23.8\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (40)$$

Эта так называемая предельная скорость Слончевского в  $h/9.5A$  раз меньше скорости Уокера. Различие связано с тем, что по двумерной модели срыв стационарного движения происходит при дестабилизации спиновой структуры в области шириной  $\Lambda$ , тогда как по одномерной модели дестабилизация структуры происходит по всей толщине образца. Другой подход, основанный на применении метода гиротропной силы для анализа динамики стенки, был использован в [29], найденная в этой работе формула для максимальной скорости в случае малых потерь ( $\alpha^2 \ll 1$ ) совпадает с (40).

В [115,116] было высказано предположение, что ГЛБ аннигилирует непосредственно у поверхности пленки, а поскольку энергия линии (9) возрастает по мере ее приближения к поверхности и при этом увеличивается препятствующий смещению линии потенциальный барьер  $dW_L/dz$ , то должна возрастать и скорость стенки, при которой ГЛБ преодолевает этот барьер. В результате максимальная скорость стационарного движения заметно превышает скорость Слончевского (40) и слабо зависит от толщины пленки.

Применение численных методов решения уравнений (28) и (29) [46,47,49,117,118] также показало, что срыву стационарного движения отвечает максимум на зависимости  $V(H)$ , но картина преобразования структуры стенки получалась разной. Например, в [47,117] было проанализировано влияние толщины пленки в интервале  $1-10\mu\text{m}$  на динамическую структуру границы и скорость  $V_m$ . Из [47] следовало, что более толстые пленки содержат одну  $4\pi$ -ГЛБ и ее прорыву к поверхности отвечает максимум скорости  $V_m$ , превышающий скорость Слончевского (40), тогда как при малых  $h$  этот максимум существенно меньше  $V_p$  и зависимость  $V_m(h)$  более слабая, чем  $1/h$ . Согласно [117], более толстые пленки при стационарном движении уже содержат две ГЛБ и

срыв движения происходит при прорыве к поверхности той линии, которая возникла раньше.

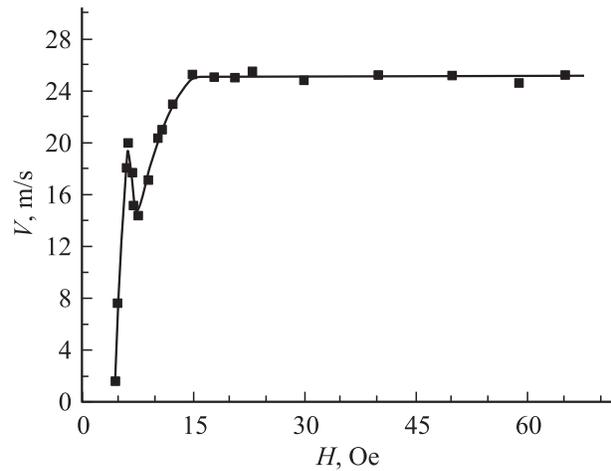
Еще одна возможная схема обсуждалась в рамках аналитического подхода в [52,119,120]. Здесь рассматривалась стенка, в которой скручивание спинов полем поверхностных зарядов происходит по всей толщине пленки, т.е. отсутствуют приповерхностные участки неелевского типа. Распределение спинов описывалось пробной функцией  $\psi(z)$ , такой что на поверхности пленки  $\psi = \pm 0.4\pi$ . В этой структуре не возникают ГЛБ и срыв стационарного движения происходит при достижении скорости

$$V_m = V_m^* = 2.36\pi M\Delta\gamma. \quad (41)$$

Отличие от уокеровского результата (39) связано с тем, что поле рассеяния поверхностных зарядов действует вблизи поверхности пленки так же, как приложенное извне постоянное поле в плоскости, которое приводит к увеличению  $V_m$ .

Зависимость скорости доменной границы от продвигающего поля изучалась во многих экспериментальных работах, но лишь в некоторых из них в отсутствие постоянного поля либо анизотропии в плоскости образца наблюдался максимум скорости [121–126]. При этом в [122], где исследование выполнено методом динамического коллапса ЦМД на пластине гексаферрита  $\text{PbAl}_4\text{Fe}_8\text{O}_{19}$ , максимальная скорость была почти на два порядка меньше, чем следует из расчета по (40). На пленках системы  $(\text{Bi,Tm,Gd})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$  с повышенными значениями гиромангнитного отношения значения  $V_m$ , определенные методом ВСФ на расширяющихся ЦМД, были близки к скорости Уокера, что связывалось с влиянием приповерхностных слоев с магнитными параметрами, существенно отличающимися от параметров основного объема [124,125].

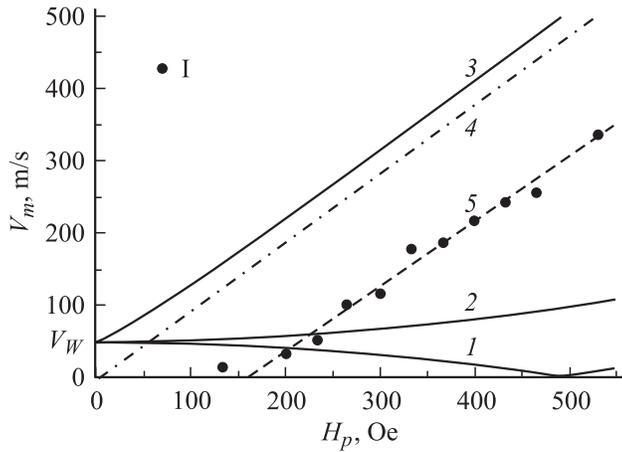
Другой вывод следует из данных [121,126], где исследование выполнено на пленках систем  $(\text{Y,Eu,Tb})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{Y,Sm,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$  соответственно методом динамического коллапса ЦМД, не содержащих ВЛБ. На представленной на рис. 9 характерной экспериментальной зависимости  $V(H)$ , полученной в [126], виден максимум, в котором скорость  $\sim 20$  м/с. Эта величина намного меньше скорости Уокера  $V_w = 93$  м/с, и поэтому можно утверждать, что срыв стационарного движения нельзя объяснить с помощью одномерной модели. Сравнить найденную из измерений скорость в максимуме со скоростью  $V_p$  (40) необходимо с осторожностью, поскольку в случае цилиндрической геометрии  $V_p$  зависит от отношения радиуса домена к толщине пленки [28] и при коллапсе радиус непрерывно уменьшается. Отметим тем не менее, что вычисленная для данной пленки скорость  $V_p \sim 22$  м/с близка к экспериментальному значению. В [121] величина максимума скорости также близка к рассчитанной по (40).



**Рис. 9.** Зависимость скорости доменной стенки от амплитуды импульсов продвигающего поля для пленки системы  $(\text{Y,Sm,Ca})_3(\text{Fe,Ge})_5\text{O}_{12}$ . Разность между полем статического коллапса ЦМД и приложенным постоянным полем смещения составляет 4.5 Ое (данные [126]).

Скорость, по достижении которой происходит срыв стационарного движения стенки, меняется, если перпендикулярно оси легкого намагничивания образца приложено постоянное поле  $H_p$ . Очевидно, что из сопоставления с теорией экспериментальных данных о зависимости  $V_m$  от  $H_p$  можно сделать определенные выводы относительно механизма срыва. С точки зрения одномерной модели действие поля  $H_p$  объясняется тем, что оно складывается с полем размагничивания стенки, определяющим величину  $V_m$ . Аналитический подход к решению задачи о влиянии  $H_p$  на срыв стационарного движения в рамках этой модели развивался в [107,127–130]. В двумерной модели при аналитическом подходе различают области слабых и сильных полей  $H_p$ . Если поле слабое ( $H_p < 8M$ ) и не подавляет зарождение ГЛБ, то благодаря ему появляется вклад в зеemanовскую энергию линии, дополнительный к вкладам из-за полей рассеяния поверхностных зарядов и размагничивания. В результате производная  $dW_L/dz$  увеличивается (см. (32)), и чтобы ГЛБ преодолела потенциальный барьер и приблизилась к поверхности пленки, скорость границы должна возрасти. Соответствующие формулы для  $V_m$  были получены только для ситуации, когда  $H_p$  параллельно плоскости границы и ее исходному суммарному магнитному моменту [51,96,128,131,132]; они несколько различаются по виду, но похожи по структуре и содержат слагаемое, пропорциональное скорости Слончевского  $V_p$ , и слагаемое, пропорциональное  $H_p$ .

Если поле в плоскости сильное ( $H_p > 8M$ ), то строгий анализ приводит к зависимости вида  $V_m \sim H_p$  как в случае, когда  $H_p$  параллельно плоскости стенки [51,128,131,133], так и в случае, когда оно перпендикулярно этой плоскости [115,130]. Если для простоты предположить, что перпендикулярно плоскости стенки



**Рис. 10.** Зависимость максимальной скорости доменной стенки от величины постоянного поля, приложенного в плоскости пленки системы  $(Y, \text{Ce})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  (данные [135]). I — экспериментальные значения; 1 — расчет по формуле из [127], поле  $H_p$  перпендикулярно плоскости стенки; 2 — расчет по формулам из [107] и [127], поле  $H_p$  параллельно плоскости стенки; 3 — расчет по формуле из [128]; 4 — расчет по формуле из [134]; 5 — экстраполяция экспериментальных данных линейным соотношением.

приложено сильное поле  $H_p \gg 8M$ , которое превосходит поле рассеяния поверхностных зарядов и подавляет скручивание спинов, то [134]

$$V_m = V_m^H = \frac{\pi}{2} \Delta\gamma H_p. \quad (42)$$

Зависимости  $V_m(H_p)$ , найденные в [107, 127, 128, 134], представлены на рис. 10.

Численный метод решения задачи был применен для случая, когда поле  $H_p$  направлено перпендикулярно плоскости стенки и полученная картина преобразования спиновой структуры выглядит таким образом [136, 137]. При небольшой скорости спины в доменной границе однородно отклоняются относительно их статической конфигурации, а срыв стационарного движения имеет место уже после прорыва возникшей ГЛБ к поверхности пленки и связан с неустойчивостью образующегося нового распределения спинов. По мере увеличения  $H_p$  максимальная скорость стационарного движения возрастает, и когда  $H_p$  превышает некоторое значение  $H_p^*$ , она изменяется приблизительно как  $\mu^*(H_p - H_p^*)$ , где  $\mu^*$  несколько меньше, чем  $\pi\Delta\gamma/2$ .

Результаты экспериментальных исследований состоят в следующем. В [96] на пленке системы  $(Y, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  методом ВСФ исследовалась динамика ЦМД в поле  $H_p \leq 8M$ , перпендикулярном направлению смещения доменов, и зависимость  $V_m(H_p)$  не согласовывалась с использованными формулами теории. В [51, 138] методом „качания“ изучалось движение полосового домена в поле  $H_p$ , параллельном плоскости стенки: в [51] измерения выполнены на образце  $(Y, \text{Eu}, \text{Yb}, \text{Ca})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$  и при небольшом  $H_p \approx M$

имелось согласие с предложенной здесь формулой для  $V_m(H_p)$ , а в [138] с этой же формулой согласовывались данные измерений лишь для одной из трех исследованных пленок. В [139] применялся метод „качания“ ЦМД и в поле  $H_p < 8M$ , направленном параллельно продвигающемуся градиентному полю, характер зависимости  $V_m(H_p)$  соответствовал результату численного расчета в [137]. Динамика прямой стенки в поле  $H_p$ , направленном перпендикулярно ее плоскости, изучалась в [134] на пленке системы  $(Y, \text{La})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$ . В этой работе при  $H_p > 8M$  найденная из измерений величина  $dV_m/dH_p$  была близка к коэффициенту  $\pi\Delta\gamma/2$ , но из полученных данных нельзя сделать какого-либо вывода о механизме срыва стационарного движения, поскольку скорость  $V_m \sim 65$  м/с, определенная при минимальном использованном значении  $H_p = 0.06H_A$ , существенно превышает предельные скорости как одномерной, так и двумерной модели. В [135] на пленке системы  $(Y, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ge})_5\text{O}_{12}$  методом высокоскоростной регистрации изображения исследовалось движение ЦМД в поле  $H_p$ , ориентированном перпендикулярно продвигающемуся градиентному полю, и на всех полученных графиках  $V(H)$  имелись максимумы скорости. Зависимость  $V_m(H_p)$ , найденная из таких измерений, представлена на рис. 10 и, как видно, не согласуется с приведенными здесь же теоретическими кривыми. В области значений  $H_p > 4\pi M$  экспериментальные данные аппроксимированы функцией  $V_m = \mu_h(H_p - 160)$ , где  $\mu_h$  составляет  $0.9$  м/с · Ое, тогда как величина  $\pi\Delta\gamma/2 = 0.94$  м/с · Ое. Максимальная скорость  $14$  м/с, определенная при  $H_p = 130$  Ое, несколько превышает скорость Слончевского  $V_p = 10.5$  м/с. Если бы, как это предполагалось в [115], срыв стационарного движения происходил, когда ГЛБ достигает поверхности пленки, то скорость в максимуме должна была бы составить  $\sim 63$  м/с, что расходится с данными измерений. Экспериментальная зависимость на рис. 10 имеет такой же вид, что и полученный численным методом график в [137]. Поэтому можно сделать вывод, что когда поле  $H_p$  небольшое, оно не компенсирует поле рассеяния поверхностных зарядов, и тогда срыв стационарного движения можно объяснить в рамках двумерной модели с ГЛБ. Если поле в плоскости достаточно велико, то оно компенсирует поле рассеяния и определяет величину максимальной скорости стационарного движения стенки.

Дополнительная анизотропия в плоскости пленки также влияет на срыв стационарного движения. В [140], где использовалась одномерная модель, сделан вывод, что когда стенка параллельна оси дополнительной анизотропии, ее максимальная скорость возрастает с увеличением константы  $K_p$  этой анизотропии и превышает скорость стенки, ориентированной перпендикулярно к оси анизотропии. Предсказываемая теорией анизотропия  $V_m$  была подтверждена экспериментально в [141] на пленках системы  $(Y, \text{Gd})_3(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  с ориентацией типа (110) с ромбической магнитной анизотропией (РМА), но сами скорости были в 2–3 раза меньше, а различие между ними существенно больше, чем следова-

ло из теории. Было выдвинуто предположение, что срыв стационарного движения связан с зарождением ГЛБ, но зависимость  $V_m$  от толщины пленки, которая должна была бы наблюдаться в этом случае, экспериментально не была найдена.

Таким образом, анализ имеющихся данных о зависимости скорости доменной стенки от продвигающего магнитного поля и о характере зависимости максимальной скорости стенки от приложенного в плоскости образца постоянного поля позволяет заключить, что в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией двумерная модель стенки с ГЛБ в целом правильно описывает срыв стационарного движения.

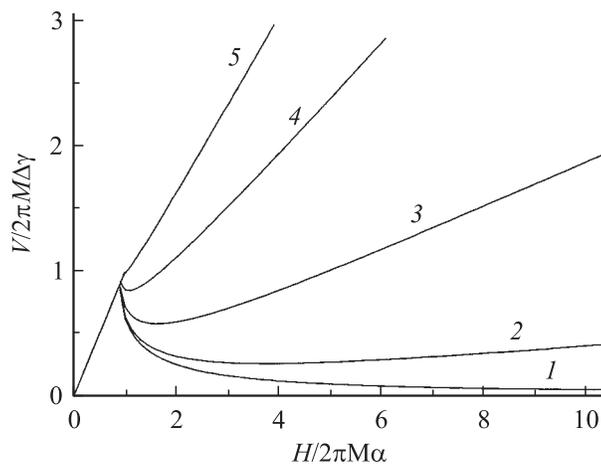
4.2. Основные представления о нелинейном движении доменной стенки. В соответствии с одномерной моделью в поле, превышающем уокеровское  $H_w$ , движение стенки становится нестационарным и имеет периодический характер с чередованием поступательной и возвратной фаз [8,44,142]. Благодаря потерям на эти осцилляции накладывается поступательное смещение, и при  $Q \gg 1$  средняя скорость [8]

$$V = 2\pi M \Delta y \left( \frac{H}{2\pi M \alpha} - \frac{\sqrt{(H/2\pi M \alpha)^2 - 1}}{1 + \alpha^2} \right). \quad (43)$$

Зависимость (43) изображена на рис. 11. Интервалу полей  $H_w < H < 2\pi M(1 + \alpha^2)/(2 + \alpha^2)^{1/2}$  отвечает область с отрицательной дифференциальной подвижностью, но такой режим является неустойчивым, и возможно, что в этом интервале стенка содержит осциллирующие участки, которые двигаются вдоль нее волнами [44]. В поле  $H > 2\pi M$  скорость

$$V \cong \Delta y \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left( H + \frac{(2\pi M)^2}{2H} \right) \approx \gamma \Delta \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} H. \quad (44)$$

В сильных полях возможно параметрическое возбуждение изгибных колебаний границы [143]. Характер ее



**Рис. 11.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля по одномерной модели при  $Q \gg 1$  и различных значениях параметра диссипации  $\alpha$ : 1 — 0.01, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 2.

движения может меняться еще по одной причине. Численное решение уравнений (27) и (28) без учета скручивания показало, что в поле, превышающем некоторое критическое, динамика стенки становится хаотической и при этом образуются ВЛБ [144]. Не исключено, что переходом к такому поведению объясняется генерирование и размножение ВЛБ в пластинах YIG [145].

В рамках двумерной модели обсуждалось несколько вариантов поведения границы при нестационарном движении. Так, согласно [28], структура стенки периодически изменяется из-за перемещения в ней ГЛБ. В момент, когда у одной из поверхностей пленки аннигилирует самая первая ГЛБ, вблизи этой же поверхности зарождается вторая линия в таком месте, что обеспечивается непрерывное возрастание усредненной по толщине пленки величины  $\psi$ . Вторая ГЛБ смещается к противоположной поверхности, аннигилирует, одновременно зарождается третья линия, и так до тех пор, пока приложено продвигающее поле. Одновременно мгновенная скорость стенки периодически осциллирует, поскольку связана с положением ГЛБ. Если за один период в границе образуется и аннигилирует одна ГЛБ и при аннигиляции линии рассеивается не вся запасенная энергия, то при  $\alpha \rightarrow 0$  можно получить следующее выражение для средней скорости нестационарного движения:

$$V_s = V_s^s = \frac{7.1\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (45)$$

Эта так называемая скорость насыщения не зависит от продвигающего поля и меньше максимальной скорости Слончевского  $V_p$ . Учет диссипативных потерь при движении ГЛБ приводит к формуле [121]

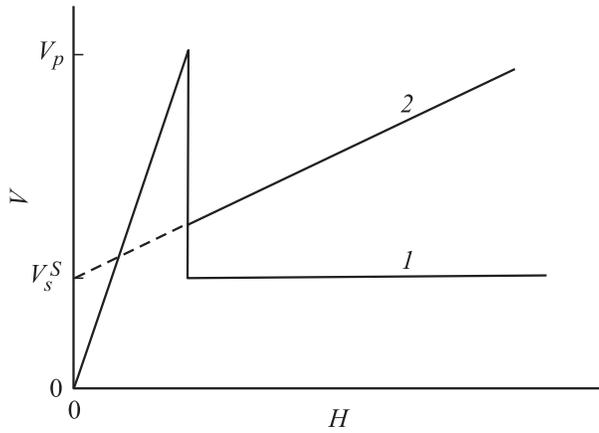
$$V = V_s^s + \mu_H H, \quad (46)$$

где

$$\mu_H = \frac{\Delta y}{\alpha} \left( 1 + \frac{\pi^2 \Lambda}{2\alpha^2 h} \right)^{-1}. \quad (47)$$

Зависимость  $V(H)$ , описываемая выражениями (45)–(47), схематично изображена на рис. 12. При значениях  $\alpha$  в интервале от 0.1 до 0.05 и обычных параметрах пленок гранатов коэффициент  $\mu_H$  примерно в 10–40 раз меньше линейной подвижности стенки.

Другой вариант схемы с одиночной ГЛБ состоит в том, что линия аннигилирует не в критической точке, а на расстоянии  $\sim \Lambda$  от поверхности пленки; выражение для средней скорости стенки отличается тогда от (45) числовым коэффициентом, равным (14–20). Различие связано с тем, что нахождению ГЛБ вблизи поверхности отвечает не только более высокая скорость срыва стационарного движения, но и более высокая мгновенная скорость стенки при нестационарном движении [115]. В [146] была предпринята попытка учесть прецессию спинов не только в пределах ГЛБ, но и в остальной части стенки: утверждалось, что прецессия возникает в полях



**Рис. 12.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля по двумерной модели (схематично). 1 —  $\alpha \rightarrow 0$ ; 2 —  $\alpha > 0$ .

$H > 2\pi M\alpha$  в середине пленки, где отсутствует поле рассеяния поверхностных зарядов, и что она однородна по толщине образца. Формула для скорости насыщения имела здесь вид

$$V_s = V_s^D = 0.38\pi\Delta\gamma M + \frac{7.1\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (48)$$

Возможен также вариант преобразования структуры стенки с „накапливанием“ линий [29], когда первая ГЛБ, достигнув поверхности, не аннигилирует, а остается около нее, и в это время здесь же зарождается вторая линия, которая смещается в противоположном направлении и остается около другой поверхности. Далее весь процесс периодически повторяется и происходит последовательное накопление ГЛБ, и когда плотность линий становится критической, они „раскручиваются“. За интервал времени, в течение которого ГЛБ перемещается, стенка двигается со средней скоростью

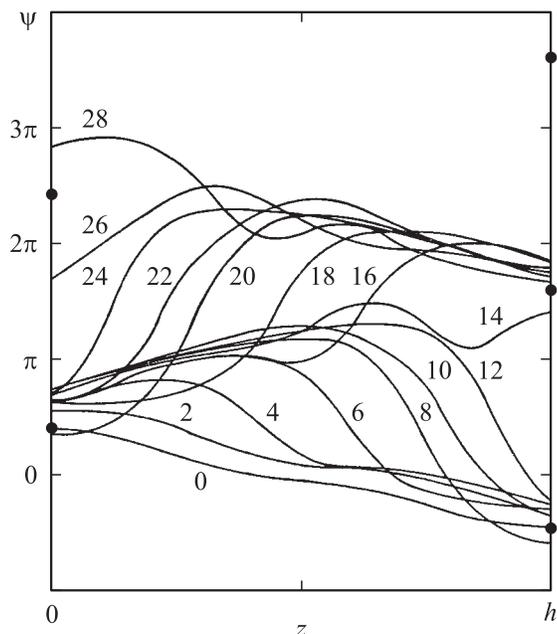
$$V_s = V_s^H = \frac{13.2\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (49)$$

Выводы двумерной модели с ГЛБ справедливы в так называемом квазистационарном приближении, когда стенка сохраняет квазиплоскую форму, а ГЛБ смещается медленно по сравнению с временем установления этой формы. В пленках гранатов с толщиной в несколько микрон эти условия выполняются, если  $H$  не превышает 10–15 Ое [147]. Таким образом, из модели следует, что эффект насыщения скорости имеет место лишь при  $\alpha \rightarrow 0$ , а в противном случае скорость должна возрастать с увеличением  $H$ . В эксперименте, однако, наблюдалось именно отсутствие зависимости скорости стенки от поля  $H$ , превосходящего некоторое критическое.

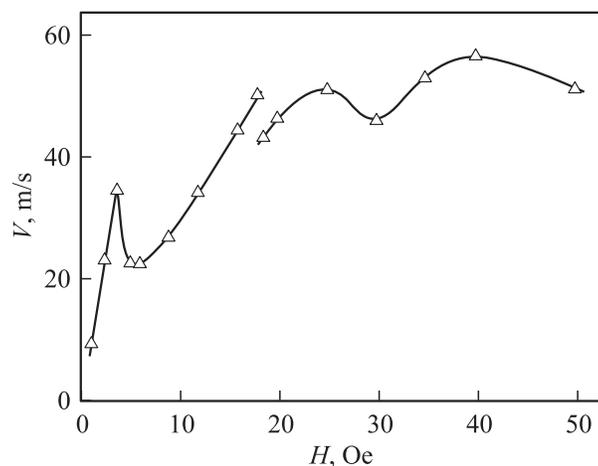
Применение для анализа нелинейной динамики стенки численных методов расчета позволило выйти за рамки ограничений квазистационарного приближения, учесть

деформацию границы и рассмотреть ее поведение в широком интервале продвигающих полей. В [50], например, была сделана оценка времени формирования ГЛБ —  $0.2\pi/\gamma H$  для мгновенно включенного поля, предложен способ количественного описания характеристик ГЛБ, основанный на анализе поведения контура производной  $\psi_z(z, t)$ , и рассмотрены процессы после прорыва ГЛБ, получен закон движения линии. В [148] обсуждался возможный механизм продвижения одиночной ГЛБ, основанный на том, что прогиб стенки на участке с линией, двигающемся медленнее смежных с ним участков, приводит к появлению дополнительного эффективного поля, и под его влиянием в области с ГЛБ возрастает локальная скорость прецессии спинов. В целом, из решений, найденных с применением численных методов, следует, что в небольших полях непосредственно после срыва стационарного движения средняя скорость стенки, как и в модели ГЛБ, сначала резко уменьшается, а затем возрастает с полем, но медленнее, чем на начальном линейном участке. Стенка при этом может иметь сложную структуру, содержать две и более ГЛБ, а начиная с некоторого значения поля усложняется ее внутренняя динамика [47–50, 117, 149]. Линии могут накапливаться к поверхности, при этом средняя скорость стенки слабо зависит от  $H$ . На рис. 13 и 14 в качестве примера представлены данные, показывающие возможное изменение со временем профиля  $\psi(z)$  и возможную зависимость  $V(H)$ . Здесь, как и в других работах, вычислительная процедура выполнялась для пленок с конкретными параметрами, и поэтому сравнивать результаты расчета с экспериментом можно лишь качественно.

Существенные выводы были сделаны в [118, 150–154], где обсуждалась возможность возникновения состояния хаоса при нелинейном движении стенки. Численное моделирование уравнений (29) и (30) выявило ряд бифуркаций, прохождение которых по параметру  $H$  приводит к последовательной смене режимов движения. Стационарный режим сменяется периодическим с подвижной ГЛБ с участками возвратного движения, затем следует периодический режим с всегда положительной мгновенной скоростью стенки. Далее в узком диапазоне значений  $H$  имеет место эффект перемежаемости, когда чередуются временные интервалы периодического и хаотического движения, причем продолжительность фаз периодического движения уменьшается с увеличением  $H$ , и в конце концов реализуется состояние хаоса [118, 150], которое можно характеризовать как сосуществование временного хаоса и пространственной квазипериодичности [152]. Хотя в состоянии хаоса зависимость мгновенной скорости от времени является непериодической, можно ввести усредненную по большому интервалу времени среднюю скорость и сопоставить ее с продвигающим полем. В области хаотической динамики эта средняя скорость слабо зависит от поля, и имеется широкая область параметров образцов, в которой скорость насыщения возрастает с увеличением параметра



**Рис. 13.** Изменение со временем (в наносекундах) профиля  $\psi(z)$  при нестационарном движении в области насыщения скорости. Точками на вертикальных осях указаны значения  $\psi$  на поверхностях пленки в статике (данные [48]).

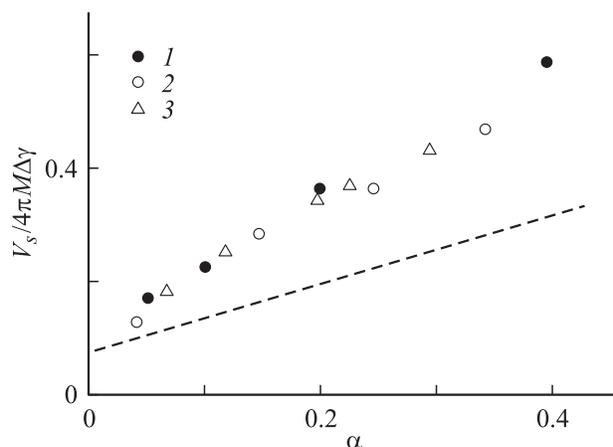


**Рис. 14.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля, рассчитанная численным методом для пленки с параметрами  $h = 4(AK)^{1/2}/\pi M^2$ ,  $Q = 5$ ,  $\alpha = 0.2$  (данные [47]).

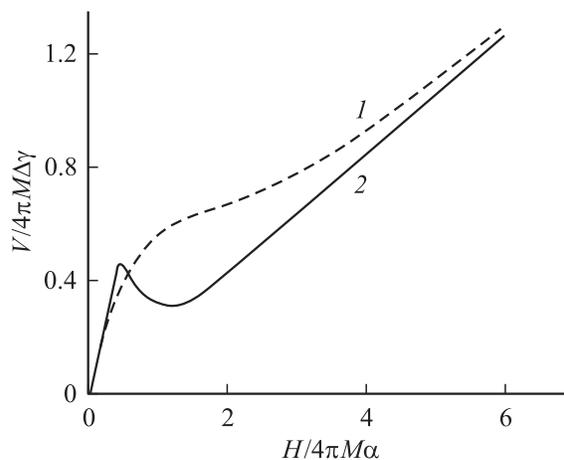
диссипации  $\alpha$  [118,150]. Результаты соответствующих вычислений, выполненных для нескольких значений  $h$  и фактора качества  $Q$ , представлены на рис. 15. Еще один вывод этих работ состоит в том, что состояние хаоса возникает лишь при  $\alpha < 0.4$ , а когда параметр диссипации больше, имеется всего одна бифуркация при переходе от стационарного движения к периодическому, и такому режиму отвечает зависимость скорости стенки от поля, изображенная на рис. 16.

В экспериментальных работах первые указания на существование нелинейной области на зависимости  $V(H)$

были получены в [155], где изучалось намагничивание монокристаллов  $BaOFe_{12}O_{18}$  под действием нарастающего со временем импульса поля, и в [122], где методом динамического коллапса ЦМД исследовалась динамика стенки в монокристаллических пластинах гексаферритов  $PbAl_4Fe_8O_{19}$  и  $Sr_{0.5}Ca_{0.5}Al_4Fe_8O_{19}$  и был обнаружен эффект насыщения скорости. Для пленок ферритов-гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией насыщение скорости наблюдалось во многих работах и почти во всех случаях — сразу после начального участка линейного роста скорости. Исследования [121,126], выполненные на образцах с достаточно большим параметром  $\alpha \sim 0.1$  позволили, однако, установить, что за максимумом скорости стационарного движения имеется область, в которой с увеличением  $H$  скорость стенки



**Рис. 15.** Зависимость скорости насыщения доменной стенки от параметра диссипации. Штриховая линия соответствует эмпирической формуле (50). 1–3 — результат численного моделирования для пленок с толщиной  $h$  (в единицах  $(AK)^{1/2}/\pi M^2$ ) и фактором качества  $Q$ : 1 — 4 и 5; 2 — 4 и 16.7; 3 — 8 и 5 (данные [150]).



**Рис. 16.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля для образца с  $\alpha = 0.5$ . 1 — результат численного моделирования; 2 — расчет по одномерной модели (данные [118]).

**Таблица 2.** Экспериментальные и вычисленные значения скорости насыщения доменной стенки в пленках разного состава

Система	$V_s^S$ , m/s	$V_s^D$ , m/s	$V_s^K$ , m/s	$V_s^L$ , m/s	$V_s^P$ , m/s	$V_s^G$ , m/s	$V_s^{\text{exp}}$ , m/s	$\alpha$	$V_s^{\text{emp}}$ , m/s	Ссылки
(Y,La) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	7.2	7.2	6.3	5.9	0.1	5.9	5	0.008	5	[134] <sup>1</sup>
(Y,Eu,Tm) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	1.2	6.6	5.6	5.3	18.3	3.8	5.4	0.026	5	[162]
(Y,Eu) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	3.6	7	8.8	8.3	18.5	13.5	9.3	0.05	9.1	[98] <sup>2</sup>
(Y,Eu,Tb) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	2.2	6.8	8.4	8	25	12.3	12.5	0.12	12	[121]
(Y,Lu,Bi) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	—	—	16.6	15.6	—	36.8	12.5	0.01	13.4	[163] <sup>3</sup>
(Y,Eu,Ca) <sub>3</sub> (Fe,Ge,Si) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	3.8	11	13.8	13	40	28.4	13.6	0.07	15.7	[111]
(Bi,Lu) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	—	—	15.1	14.3	—	32.4	15	0.04	14.7	[164] <sup>3</sup>
(Y,Sm,Bi) <sub>3</sub> (Fe,Ga) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	13	24.9	13.3	12.5	0.5	26.9	20	0.1	17.4	[165] <sup>4</sup>
(Y,Sm,Ca) <sub>3</sub> (Fe,Ge) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	8.2	14.8	19.2	18.1	38.3	44.7	21	0.08	23	[98] <sup>5</sup>
(Bi,Sm,Lu) <sub>3</sub> (Fe,Ga,Al,Si) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	24.7	28.5	36	34	25.2	94.6	60	0.12	51	[166]

Примечания. <sup>1</sup> Образец № 1 из табл. 3 в [134]. <sup>2</sup> Образец № 1 из таблицы в [98]. <sup>3</sup> Отсутствуют сведения о толщине пленок. <sup>4</sup> Величина  $V_s^{\text{exp}}$  определена из данных на рис. 2 в [165]. <sup>5</sup> Образец № 7 из таблицы в [98].

изменяется — сначала достигает некоторого минимума, а затем снова возрастает (рис. 9). Этот результат согласуется с видом графиков  $V(H)$ , полученных с помощью численных методов [47,49,118], и может рассматриваться как свидетельство в пользу вывода теории о том, что непосредственно после срыва стационарного движения структура стенки содержит ГЛБ и испытывает периодические преобразования.

Согласно данным [156], граница начинает двигаться со скоростью насыщения не сразу после приложения продвигающего поля. Сначала она разгоняется до большой мгновенной скорости и в ней непрерывно накапливаются ГЛБ. Когда плотность линий становится критической, они прорываются к поверхности, и лишь после этого происходят преобразования структуры стенки, обуславливающие режим насыщения.

Очевидно, что с количественными выводами теории о скорости насыщения можно сравнить данные лишь тех экспериментальных работ, где содержатся необходимые сведения о параметрах пленок. В большинстве случаев, когда проводилось такое сравнение, измеренные скорости заметно отличались от вычисленных по формулам теории, и были предложены следующие эмпирические соотношения для скорости насыщения:  $V_s = V_s^L = 0.4\pi M\Delta\gamma$  [157],  $V_s = V_s^G = 4\pi M\Delta\gamma - 13$  (m/s) [158] и  $V_s = V_s^P = V_w [1 - \sin 2(\pi^2\Lambda/h)]$  [159].

В связи с неоднозначными заключениями о скорости насыщения было предпринято [160,161] прямое экспериментальное исследование зависимости скорости насыщения от характеристик пленок — намагниченности, константы одноосной анизотропии, параметра диссипации и толщины, варьирувавшихся в достаточно широких пределах. На образцах разного состава значения  $4\pi M$  и  $K$  изменялись с помощью высокотемпературного отжига, а толщина уменьшалась послойным травлением. Определялась также зависимость от температуры скорости насыщения, величины  $\alpha$  и других параметров материала. Такая процедура позволила выяснить влияние соответствующей характеристики на скорость на

одном и том же образце. Анализ полученных данных с использованием результатов [111], где изучалась связь скорости  $V_s$  и  $\gamma$ , привел к эмпирической формуле

$$V_s = V_s^{\text{emp}} = M\Delta\gamma(1 + 7.5\alpha). \quad (50)$$

Определенные в разных работах скорости  $V_s^{\text{emp}}$  были сопоставлены с величинами, найденными из имеющихся теоретических и эмпирических соотношений. Для сравнения были взяты, как наиболее надежные, данные работ [98,121,134,162–166], в которых измерения проводились методом динамического коллапса ЦМД, либо методом ВСФ при расширении ЦМД и полосовых доменов, а также содержались необходимые сведения о характеристиках пленок. Данные, полученные методом трансляции ЦМД, не использовались, поскольку такие измерения проводятся в небольших полях  $H$ , возможно, еще не соответствующих области насыщения. Как видно из табл. 2, в которой приведены параметры исследованных пленок, рассчитанные и измеренные скорости насыщения, формула (50), в которую входит параметр диссипации, наилучшим образом согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными. На рис. 15 зависимость (50) скорости насыщения от  $\alpha$  сопоставлена с результатами численного расчета в [150]. Одинаковый характер обоих графиков свидетельствует в пользу вывода теории о том, что в продвигающих полях, превышающих некоторое критическое, динамика стенки приобретает свойства хаоса.

Заметим, что, вероятно, первое указание на возможность стохастизации движения стенки содержалось в [167], теория ее хаотической динамики развивалась также в [168–170]. В [171] представление о хаотическом движении спинов было использовано для объяснения характера колебаний стенки Блоха в пластине YIG в сильных полях.

Рассмотрим теперь основные результаты по нелинейной динамике стенки в магнитоодноосных пленках с плоскостной анизотропией. Здесь теоретическое исследование эволюции спиновой структуры стенки про-

водилось с применением численных методов. Уже результаты расчета [172] указывали на то, что с ростом поля  $H$  должна перестраиваться исходная структура стенки и меняться подвижность. В [173–176] уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта решалось методом Эйлера применительно к пленкам с  $h < 2000 \text{ \AA}$ , что позволило не учитывать влияние вихревых токов. В этих работах было показано, что в исходном состоянии стенка должна иметь асимметричную блоховскую структуру, поле  $H^p$  срыва стационарного движения зависит от  $M$ ,  $h$  и  $\alpha$ , причем наклон зависимости  $H^p$  от  $\alpha$  меньше, чем  $2\pi M$  (см. (20)). В одномерной модели коэффициент  $2\pi M$  в формуле (20) обусловлен магнитостатической энергией, связанной с выходом намагниченности из плоскости стенки. В двумерной модели распределение намагниченности вдоль легкой оси не является пространственно однородным. В поле, ненамного превышающем  $H^p$ , процесс динамической перестройки вихревой двумерной стенки аналогичен процессу перестройки одномерной стенки, так как в конечном счете связан с прецессией намагниченности относительно легкой оси. Особенность состоит в том, что участки стенки вблизи поверхности имеют иную структуру распределения спинов, чем участки в центре пленки. Прецессия спинов на этих участках происходит по-разному, зависимость  $H^p$  от параметров образца более сложная, чем в одномерной модели, и  $H^p < H_w$ . Относительно характера зависимости от  $H$  скорости, усредненной по толщине  $h$  и по времени, имеются расхождения между результатами [173] и [174]. В [174] кривая  $V(H)$  похожа на график одномерной модели при  $Q \ll 1$ , тогда как в [173] эта кривая похожа на экспериментальный график для пленок пермаллоя толщиной  $0.11\text{--}0.2 \mu\text{m}$  в [177].

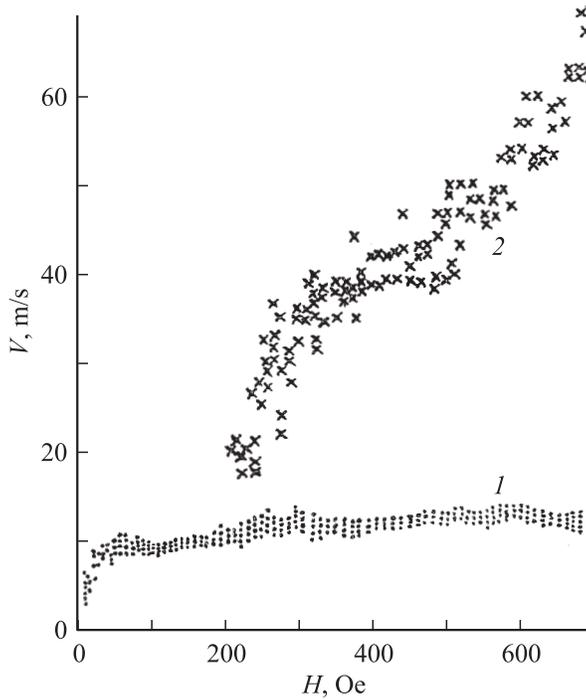
В поле  $H > H^p$  стенка движется нестационарно, в широком интервале значений  $H$  ее структура периодически изменяется и картина преобразования зависит от толщины пленки. При  $h \sim 0.05 \mu\text{m}$ , сравнительно большом  $\alpha \sim 0.1$  и в поле, незначительно превышающем  $H^p$ , исходная асимметричная стенка Блоха преобразуется в асимметричную стенку Нееля, которая затем трансформируется в исходную. С увеличением  $h$  характер перестройки структуры стенки усложняется [174,175]. Когда  $h = 0.075 \mu\text{m}$ , в области полей вблизи  $H^p$  имеет место периодический процесс с зарождением, смещением между поверхностями пленки и аннигиляцией вихря, и в некоторый момент времени стенка может содержать два вихря. В более толстой пленке с  $h = 0.2 \mu\text{m}$  в стенке одновременно могут быть три вихря. По мере роста  $H$  сценарий динамических преобразований спиновой структуры постепенно меняется, возникают трехвихревые структуры с вихрями, имеющими разный размер и киральность, и в полях  $H \gg H^p$  движение становится турбулентным.

С уменьшением  $\alpha$  до значений  $2 \cdot 10^{-2}\text{--}10^{-4}$  картина нестационарной динамики стенки оказывается более сложной, чем при  $\alpha \sim 0.1$ . Наряду с периодической перестройкой спиновой структуры, происходящей

с большим периодом — до сотен наносекунд, на отдельных участках периода возникают высокочастотные осцилляции скорости с периодом  $\sim 0.01 \text{ ns}$ , когда одни части стенки колеблются относительно других. Такие колебания обусловлены возникающим в момент перестройки структуры изменением неоднородного внутреннего поля; они нелинейные и их период уменьшается с уменьшением амплитуды. Увеличение поля  $H$  приводит к тому, что высокочастотные осцилляции проявляются на все больших участках периода перестройки стенки.

Таким образом, в пленках с различным типом анизотропии и с разной структурой стенки линейный режим движения сменяется нелинейным, в котором спиновая структура стенки нестационарна. При этом меняется характер зависимости скорости стенки от продвигающего поля. С экспериментальными данными, полученными на пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией, наилучшим образом согласуются результаты теории, согласно которой насыщение скорости обусловлено возникновением состояния хаоса.

4.3. Особенности динамики доменной стенки в сильном поле. Обсуждавшиеся выше результаты исследований динамики стенки в пленках ферритов-гранатов относились в основном к области небольших полей  $H < 4\pi M$ . В более сильных продвигающих полях удалось обнаружить ряд новых эффектов. Было установлено [178–181], что с увеличением  $H$  доменная стенка может уширяться и становиться диффузной, причем приложение поля в плоскости  $H_p$  уменьшает пороговое значение  $H$ , при котором появляется этот эффект, и с увеличением  $H$  и  $H_p$  ширина границы возрастает. Уширение стенки в присутствии поля  $H_p$ , приложенного перпендикулярно ее плоскости, можно объяснить тем, что разные ее участки должны двигаться с различными скоростями из-за сложности  $H_p$  и поля рассеяния поверхностных зарядов [179]. Обусловленное такого рода прогибом стенки локальное эффективное поле поверхностного натяжения, препятствующее деформации границы, должно быть тем меньше, чем меньше фактор качества материала  $Q$ ; с этим обстоятельством связывалось уширение границы в пленках с малым  $Q$  при  $H_p = 0$  [179,180]. В теории [182] утверждалось, что изгиб стенки максимальный, когда поле  $H_p$  перпендикулярно ее плоскости, и что поле, приложенное параллельно плоскости стенки, не влияет на ее изгиб. Найденные из расчета значения ширины стенки были близкими к экспериментальным, определенным в ряде работ, но при вычислениях использовались, на наш взгляд, существенно завышенные величины параметра  $\alpha$ . Другое объяснение связывает уширение стенки с возникновением состояния хаоса, поскольку полученная на основе этой концепции зависимость ширины стенки от времени [183] согласуется с экспериментальными данными [179]. Возможно также, что в каких-то случаях уширение связано с неоднородностью пленки по толщине, вследствие чего разные участки стенки двигаются с различной скоростью [184].



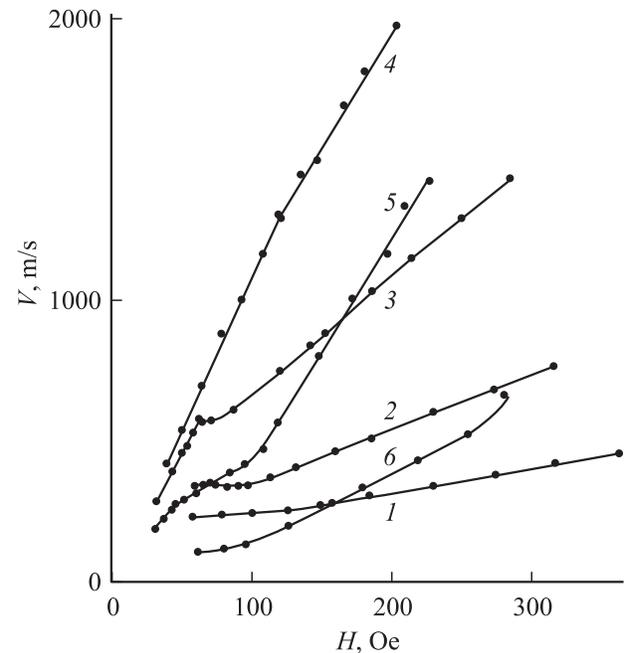
**Рис. 17.** Зависимости скорости доменной стенки от продвигающего поля для образца системы  $(\text{Bi,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ . 1 — реальная скорость, 2 — скорость границы раздела магнитных фаз („кажущаяся“ скорость стенки) (данные [185]).

В сильном поле  $H$  проявляется новый механизм движения, состоящий в том, что участки стенки генерируют опережающие ее магнитные возмущения, а она сама испытывает нерегулярные пространственные искажения [185,186]. С течением времени возмущения, представляющие собой несквозные микродомены, прорастают по толщине пленки и при приближении стенки, расширяясь, сливаются с исходным доменом. Стенка при этом движется со скоростью насыщения, но граница раздела магнитных фаз смещается с более высокой скоростью, возрастающей с полем (рис. 17). В пленках с большим фактором качества ( $Q \geq 50$ ) генерация микродоменов выражена слабо или практически отсутствует, тогда как в образцах с малым  $Q \leq 10$  генерация проявляется наиболее сильно. При этом был сделан вывод, что появление возмущений, представляющих собой области неоднородного вращения намагниченности, связано с распределением полей размагничивания в окрестностях доменной границы.

В [184] сообщалось, что у пленок с небольшим параметром  $\alpha < 0.15$  в полях, примерно на два порядка превосходящих поле срыва стационарного движения, за областью насыщения на зависимости  $V(H)$  следует область с отрицательной дифференциальной подвижностью, в которой вдоль стенки возникают пространственно-периодические искажения. Их период составляет несколько микрон, слабо зависит от  $H$ , сложным образом связан с  $H_p$  и при больших  $H_p$  искажения исчезают.

Было высказано предположение, что пространственные искажения, уширение стенки и генерация микродоменов представляют собой чисто динамический эффект, который можно объяснить с помощью спин-волнового механизма [187]. Его действие должно приводить к тому, что в диапазоне полей  $H_A/3 < H < 2H_A/3$  стенка излучает спиновые волны, вызывающие локальное вращение векторов намагниченности с последующим образованием микродоменов в невыгодно ориентированном домене. Расстояние, на которое микродомены удалены от стенки, не превышает  $(2\pi\Delta/\alpha)(H_A/H)[(3H/H_A)-1]^{1/2}$ , т.е. уменьшается с увеличением  $\alpha$  и фактора  $Q$  и возрастает с увеличением  $H$  [184,188]. Действительно, в пленках с предположительно большим  $\alpha$  генерации микродоменов не наблюдалось, зависимость  $V(H)$  представляла собой два линейных участка, разделенных изломом, и область насыщения скорости отсутствовала (рис. 18) [189]. Участок, соответствующий более сильным полям, имеет меньший наклон. В [124] утверждалось, что этой области отвечает режим, для которого справедлива формула (44). Заметим, однако, что кривые (3) и (4) на рис. 18 похожи на кривую 1 на рис. 16 и что, как следует из [118], зависимость  $V(H)$  приобретает подобный вид в случае больших  $\alpha$ , когда состояние хаоса отсутствует и имеется нестационарный режим с периодическим зарождением, перемещением и аннигиляцией ГЛБ.

Характер зависимости  $V(H)$  в нелинейной области меняется при приложении в плоскости образца по-



**Рис. 18.** Зависимость скорости доменной стенки от продвигающего поля для образца системы  $(\text{Bi,Gd,Tm})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ , обладающего точкой компенсации момента импульса, при разных температурах.  $T$ , К: 1 — 282, 2 — 290, 3 — 298, 4 — 306, 5 — 315, 6 — 325. Значение  $\alpha$  в ряду привыв 1–4 увеличивается, а в ряду 4–6 — уменьшается (данные [189]).

стоянного поля, вызывающего перестройку структуры стенки. Для  $180^\circ$  стенки Блоха в материале с  $Q \ll 1$  имеется полученное численным методом решение [190], из которого следует, что в полях  $H > H_W$  средняя скорость осциллирующего движения стенки возрастает примерно пропорционально  $H_p^{1/2}$ , а начиная с некоторого значения  $H_p$  осцилляции подавляются. Для пленок с  $Q \gg 1$  выводы теоретических работ различаются. В соответствии с простой моделью [191] при  $H_p > 8M$  стенка становится одномерной, ее движение является периодическим и происходит со средней скоростью  $\Delta\gamma H_p/4$ . В [115] в рамках двумерной модели и для небольших полей  $H_p$  ( $H_p < 16M$ , когда оно направлено перпендикулярно плоскости границы, и  $H_p < 8M$ , когда оно параллельно плоскости границы) была получена формула, показывающая, что в первом случае с ростом  $H_p$  скорость насыщения уменьшается, а во втором — увеличивается. Из решения [136], найденного с применением численного метода, видно, что с ростом поля  $H_p$ , направленного перпендикулярно плоскости стенки, ее структура при движении изменяется, при  $H_p > 4\pi M$  имеются только так называемые  $2\pi$ -ГЛБ и скорость насыщения возрастает с  $H_p$ . В [192] развивался подход, связывающий насыщение скорости со сменой механизмов релаксации по мере увеличения продвигающего поля, и сделан вывод, что если  $H_p > 4\pi M$  и направлено параллельно плоскости стенки, то ее скорость составляет  $\pi\Delta\gamma H_p/2$ .

Общий результат экспериментальных исследований, выполненных на пленках ферритов-гранатов, состоит в том, что скорость стенки возрастает с увеличением  $H_p$  и даже может достигнуть  $\sim 3$  km/s, что сравнимо со скоростью звука и близко к минимальной фазовой скорости спиновых волн [193]. Данные о характере зависимости  $V(H)$ , однако, различаются. Так, в [194] на пленке системы  $(Y,La)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$  при единственном значении поля  $H_p \sim 16\pi M$ , направленного перпендикулярно плоскости стенки, насыщение скорости не было обнаружено. В [180,195] на пленках системы  $(Y,Eu,Tm)_3(Fe,Ga)_5O_{15}$  насыщение наблюдалось при  $H_p \leq \pi M$  и ориентированном либо параллельно, либо перпендикулярно плоскости стенки, а в более сильном поле эффект насыщения отсутствовал и наклон  $dV/dH_p$  возрастал с увеличением  $H$ . В [184] на пленке системы  $(Y,Lu,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$  на зависимости  $V(H)$  был получен участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, и его вид менялся с увеличением  $H_p$ , ориентированного параллельно плоскости стенки. При  $H_p > 8\pi M$  микродомены перед стенкой не возникали, а график  $V(H)$  напоминал кривые 3 и 4 на рис. 18, отвечающие случаю предположительно больших  $\alpha$ . В сильных полях  $H > 25M$  и при  $H_p > 12\pi M$  наклон  $dV/dH_p$  был примерно одинаковым и составлял  $\sim \pi\Delta\gamma/2$ . О такой же зависимости  $V(H_p)$  при  $H_p > 2$  kOe для пленки с большим фактором  $Q \sim 60$  и с  $H_A = 7.4$  kOe сообщалось в [193], но неясно, отвечали ли использованные продвигающие поля области насыщения скорости. Другие

данные приведены в [196], где на пленке системы  $(Y,Bi)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$  с  $\alpha = 0.002$  при значениях  $H$  и  $H_p$  до  $50M$  и до  $10\pi M$  соответственно всегда наблюдалась область насыщения скорости, величина  $V_s$  возрастала с увеличением  $H_p$ , наклон графика  $V_s(H_p)$  превышал  $\Delta\gamma/4$ , но был заметно меньше, чем  $\pi\Delta\gamma/2$ . Очевидно, что поле  $H_p$  стабилизирует структуру стенки, и можно полагать, что по мере роста  $H_p$  увеличивается скорость, начиная с которой возникает состояние хаоса и соответствующий ему режим насыщения. Возможно, отсутствие эффекта в сильных полях  $H_p$  в некоторых случаях связано с тем, что продвигающие поля, в которых проводились измерения, еще не соответствовали этой области движения.

На динамику стенки в сильном продвигающем поле заметно влияет наличие ромбической магнитной анизотропии. Стенка, параллельная дополнительной оси анизотропии, движется с меньшей скоростью, чем стенка, перпендикулярная этой оси. Когда продвигающее поле превышает некоторое значение, возрастает ширина стенки, перпендикулярной оси РМА, но генерация микродоменов отсутствует [125]. Попытка объяснить динамику границы в пленках с РМА, в частности наблюдавшуюся в [197] однонаправленную анизотропию скорости, была предпринята в [198].

Таким образом, в пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией движение стенки в сильном продвигающем поле может сопровождаться возникновением пространственно-периодических искажений, образованием диффузной границы, генерацией микродоменов перед стенкой. На ее поведение влияет присутствие в плоскости образца постоянного магнитного поля, либо дополнительной магнитной анизотропии. В литературе имеются соображения относительно физических механизмов, обуславливающих наблюдаемые эффекты, но, на наш взгляд, окончательный ответ пока отсутствует.

## 5. Динамика доменной стенки с вертикальными линиями Блоха

Влияние ВЛБ на динамику стенки можно пояснить с использованием результатов теории [199,200], развитой для пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией. Если распределение намагниченности в виде ВЛБ (рис. 3), описываемое функциями  $\theta(\mathbf{x} - \mathbf{X})$  и  $\psi(\mathbf{x} - \mathbf{X})$ , выведено из состояния равновесия, то на него действует связанная с полной энергией  $W$  системы статическая сила

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_s(\theta, \psi) &= -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{X}} \\ &= \int \left( \frac{\delta w}{\delta \theta} \nabla \theta + \frac{\delta w}{\delta \psi} \nabla \psi \right) dv. \end{aligned} \quad (51)$$

При стационарном движении  $\theta = \theta(\mathbf{x} - \mathbf{V}t)$ ,  $\psi = \psi(\mathbf{x} - \mathbf{V}t)$ ,  $\dot{\theta} = \mathbf{V}\nabla\theta$ . С помощью этих выражений, компонентной формы записи уравнения (15) (см. (16)

и (17)) и формулы для векторного произведения уравнение (51) можно представить в виде суммы

$$\mathbf{F}_s + \mathbf{G} \times \mathbf{V} + D\mathbf{V} = 0, \quad (52)$$

где второе слагаемое — гиротропная сила, а  $\mathbf{G}$  — гиротропный вектор. Обычно оперируют с нормальной к плоскости пленки  $z$ -компонентой  $G_z$  гиротропного вектора

$$G_z = M\gamma^{-1} \int_0^h (\Delta \cos \theta)(\Delta \psi) dz, \quad (53)$$

где  $\Delta \cos \theta$  и  $\Delta \psi$  — изменения величин  $\cos \theta$  и  $\psi$  в области, где подынтегральное выражение отлично от нуля. Третье слагаемое в (52) — диссипативная сила, включающая диссипативную функцию

$$D = \alpha M \gamma^{-1} \int [(\nabla \theta)^2 + (\nabla \psi)^2 \sin^2 \theta] dV. \quad (54)$$

Если в ВЛБ угол разворота спинов составляет  $\pi$  и отсчитывается в направлении против часовой стрелки, то в соответствии с (52) на единицу длины линии действует сила

$$\mathbf{F}_L = 2\pi\gamma^{-1} M \mathbf{z}_0 \times \mathbf{V} - 4\alpha\gamma^{-1} M Q^{-1/2} \mathbf{V}, \quad (55)$$

где единичный вектор  $\mathbf{z}_0 = (\nabla \psi \times \nabla \theta) / (|\nabla \psi \times \nabla \theta|)$ . В (55) первое слагаемое справа — гиротропная сила реакции, приложенная в перпендикулярном к скорости направлении, а второе слагаемое — диссипативная сила реакции. С учетом (55) уравнение (51) для движения стенки и ВЛБ принимает вид

$$\frac{\partial W}{\partial \mathbf{x}} = \pm \frac{2\pi M}{\gamma} \mathbf{z}_0 \times \mathbf{V} - \frac{4\alpha M}{\gamma Q^{1/2}} \mathbf{V}, \quad (56)$$

где знак зависит от знака производной  $\partial \psi / \partial x$ .

Если стенка содержит равномерно распределенные на расстоянии  $a_L$  друг от друга ВЛБ и смещается под действием поля  $H$ , параллельного оси  $z$ , то  $y$ -компонента статической силы, приложенной к участку длиной  $a_L$ , будет уравновешена динамическими силами —  $y$ -компонентой гиротропной силы, действующей на ВЛБ, и силой трения для стенки (второе слагаемое справа в (25)). Когда  $a_L \gg \Delta$ , связанной с ВЛБ  $y$ -компонентой диссипативной силы можно пренебречь, и (56) преобразуется в

$$2MHa_L = -\frac{2\pi M}{\gamma} V_x + \frac{2\alpha Ma_L}{\gamma \Delta} V_y. \quad (57)$$

В направлении оси  $x$  энергия стенки не меняется. Тогда из (56) следует, что

$$\pi V_y + \frac{2\alpha}{Q^{1/2}} V_x = 0. \quad (58)$$

Из формул (57) и (58) видно, что в пленках с небольшими потерями скорость  $V_x$  ВЛБ превышает скорость

$V_y$  поступательного движения стенки, а подвижность стенки с распределенными в ней ВЛБ ( $\mu_{VBL}$ ) меньше подвижности стенки без линий. Например, при  $\alpha = 0.1$  и  $Q = 10$  отношение  $V_x/V_y \approx 50$ , а когда линии располагаются непрерывным образом, то  $\mu/\mu_{VBL} \approx 1/\alpha^2 = 100$ . Если учитывать скрученность стенки, то подвижность ВЛБ оказывается меньше, а подвижность самой границы с периодически распределенными в ней ВЛБ больше, чем это следует из (57) и (58) [201]. Движение ВЛБ в стенке, содержащей ГЛБ, было проанализировано в [202]; различные аспекты динамики ВЛБ обсуждались также в [19,203–205].

Вывод теории о тормозящем влиянии ВЛБ на движение стенки был подтвержден в [206], где с помощью метода ВСФ в доменной границе на пленке  $(Y, Eu, Tm)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  удалось выявить участки длиной в несколько десятков микрон, которые под действием импульсов однородного поля смешались с заметно меньшей скоростью, чем смежные с ними участки, и одновременно передвигались вдоль стенки в направлении, зависевшем от полярности импульсов. Закономерности движения изолированной ВЛБ в продвигающем поле, приложенном в плоскости образца и направленном вдоль стенки, изучались экспериментально в [207–209] на пленках ферритов-гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией; влияние скрученности стенки на динамику ВЛБ при такой ориентации поля рассмотрено в теоретических работах [210,211].

Возникновение кластеров ВЛБ ведет к появлению уединенной волны прогиба границы [212,213]; динамика таких кластеров изучалась теоретически и экспериментально в [214–218]. В [219,220] получены интересные результаты по динамике ВЛБ в доменной стенке в пластинах YIG, а в [221] на таких же образцах экспериментально изучалась динамика точки Блоха. В теории динамика точки Блоха обсуждалась в [222,223].

## 6. Инерционный эффект при движении доменной стенки

В [224] было отмечено, что в слабом поле, когда распределение спинов мало отличается от статического состояния, энергия движущейся стенки превышает энергию покоящейся на величину  $\delta\sigma = m_D V^2/2$ , где коэффициент пропорциональности  $m_D$  — масса единицы поверхности границы, названная впоследствии массой Деринга. Эффективная кинетическая энергия  $\delta\sigma$  обусловлена возрастанием энергии размагничивания из-за изменения спиновой структуры. Для  $180^\circ$  стенки Блоха [224,225]

$$m_D = (2\pi\gamma^2\Delta)^{-1}. \quad (59)$$

С учетом инерции уравнение движения доменной стенки в переменном поле можно записать как [224]

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2 q}{dt^2} + \eta \frac{dq}{dt} + \kappa q = 2MH(t), \quad (60)$$

где  $m_{\text{eff}}$  — эффективная масса, которая может отличаться от  $m_D$ ,  $\eta = 2M/\mu$  — постоянная вязкого трения,  $\kappa$  — постоянная возвращающей силы, в простейшем случае определяемая полями размагничивания. Формулу (60) можно также получить непосредственно из уравнений (25), (26) и тогда эффективная масса [226]

$$m_{\text{eff}} = \left( \frac{2M}{\gamma} \right)^2 (1 + \alpha^2) \left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \psi^2} \right)^{-1} \quad (61)$$

и производная вычисляется при равновесном значении угла  $\psi$ . Собственная частота колебаний стенки  $\omega_0 = (\eta/m_{\text{eff}})^{1/2}$  и, например, для границы в железе  $m_D \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ г/см}^2$ ,  $\omega_0 \approx 3.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  [224,225]. Концепция эффективной массы стенки позволила объяснить дисперсию магнитной проницаемости на радиочастотах в некоторых ферромагнитных окислах смещением границ между доменами [227,228].

В пленках с перпендикулярной магнитной анизотропией благодаря скручиванию спинов в стенке эффективная масса может в 1.5–5 раз превышать массу Деринга, но с увеличением отношения  $\Delta/h$ , т.е. с уменьшением скручивания, разница между этими массами должна уменьшаться [46]. В [229–231], где изучались колебания стенки в монокристаллических образцах ферритов-гранатов, отмечалось согласие между вычисленными и измеренными значениями  $m_{\text{eff}}$ . Величина  $m_{\text{eff}}$  должна возрастать, если имеются ГЛБ [46]; возможно, этим объясняются низкочастотные осцилляции стенки, наблюдавшиеся [134] в многослойных пленках гранатов.

Присутствие ВЛБ также приводит к „утяжелению“ соответствующего участка стенки. На это указывают экспериментальные данные [219,232], где при изучении резонансных колебаний ВЛБ в пластинах иттрий-железного граната было обнаружено возрастание массы стенки примерно на порядок по сравнению с  $m_D$ . Сама ВЛБ также обладает эффективной массой ( $\sim 10^{-12} \text{ г/см}$  в пластинах YIG), обусловленной тем, что линия движется не только вдоль стенки, но и перпендикулярно ее плоскости и вызывает локальный изгиб стенки [19,203].

Большой массой  $m_{\text{eff}}$ , на два порядка превышающей массу Диринга, обладают асимметричные стенки Блоха в пленках пермаллоя с плоскостной анизотропией [174]. По мере увеличения толщины пленок пермаллоя появляется вклад в эффективную массу стенки, связанный с возникновением вихревых токов [233].

Масса стенки изменяется, если перпендикулярно оси легкого намагничивания образца приложено поле  $H_p$ , так как это поле влияет на стабильность структуры стенки. В рамках одномерной модели для случая  $Q \gg 1$  было показано [13,44], что когда  $H_p$  параллельно плос-

кости  $180^\circ$  стенки Блоха и ориентировано в том же направлении, что и спины в стенке,

$$m_{\text{eff}} = m_D \left( 1 + \frac{H_p}{8M} \right)^{-1} (1 + \alpha^2). \quad (62)$$

С этим соотношением согласуются результаты исследования отклика стенки на воздействие переменного и импульсного полей в присутствии небольшого поля  $H_p$  в пленках гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией [234,235]. В теоретических работах [236,237] было учтено искажение структуры стенки полем  $H_p$  и показано, что по мере увеличения  $H_p$  зависимость  $m/m_D$  от этого поля становится более слабой. Когда поле  $H_p \gg 8M$  и направлено перпендикулярно плоскости стенки,  $m_{\text{eff}} = m_D(1 + \alpha^2)/(H_p/8M - 1)$ , и эта формула хорошо описывает данные, полученные на пленках ферритов-гранатов [134]. На эффективную массу должны также влиять наличие кубической анизотропии [236] и дополнительной плоскостной анизотропии [44].

## 7. Динамика доменной стенки в сверхтонких пленках

Динамика стенки в сверхтонких пленках с  $h \sim \Lambda$  и с фактором  $Q > 1$  обладает рядом особенностей. Очевидно, например, что с уменьшением отношения  $h/\Lambda$  скручивание спинов в стенке уменьшается из-за роста влияния обменного взаимодействия: уже при  $h/\Lambda < 11$  скручивание настолько мало, что ГЛБ в стенке не могут возникать и предельная скорость стационарного движения должна быть близка к скорости Уокера [46]. В [238] для квазиблоховской стенки в пленке с  $h < \Lambda$  была получена формула для предельной скорости

$$V_{\text{lim}} = V_W (1 + h^2/12\Lambda^2) \quad (63)$$

и высказано предположение, что поскольку в пленках с  $h \gg \Lambda$  эта скорость  $\sim 1/h$ , в области толщин  $h \sim \Lambda$  может существовать максимум предельной скорости. Такие же заключения о структуре и скорости стенки содержатся в [239,240].

При изучении динамики перемагничивания в пленках Со с толщинами 6–12 Å в структуре Au/Co/Au было установлено [241,242], что в зависимости от приложенного поля  $H$  имеются три режима перемагничивания. В сравнительно малых полях движение стенки сопряжено с преодолением разного рода энергетических барьеров (например, обусловленных ступенями, ограничивающими атомно-плоские террасы Со). Далее имеется область вязкого движения, а затем следует интервал полей, в котором скорость не зависит от поля и меньше скорости Уокера. Учет того, что в сверхтонких пленках энергия размагничивается, связанная с отклонением спинов относительно плоскости стенки, существенно меньше, чем у образцов с  $h \gg \Lambda$ , привел [243] к формуле для предельной скорости  $V_{\text{lim}} = 2M\gamma h \ln 2$ , и вычисленные

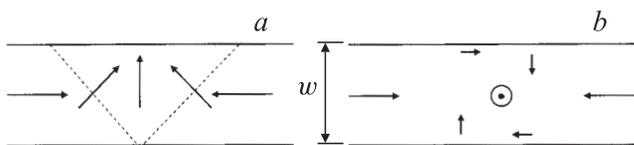
значения  $V_{\text{lim}}$  для пленок Co с толщинами 8 и 10 Å (28 и 35 m/s соответственно) оказались близкими к найденным экспериментально в [241,242].

Динамика стенки в пленках с  $h < \Lambda$  после срыва стационарного движения обсуждалась в [244,245]. В [244] в рамках одномерной модели сделан вывод, что движение стенки становится осциллирующим, с увеличением поля частота осцилляций вначале возрастает и достигает максимума, а затем асимптотически стремится к нулю. Амплитуда осцилляций монотонно растет и стремится к некоторому пределу, а средняя скорость изменяется, как в модели Уокера. Учет слабой скрученности стенки в поле рассеяния поверхностных зарядов, аппроксимированном простым выражением  $H_s(z) = 16Mz \ln 2$ , где  $-h/2 \leq z \leq h/2$ , также приводит к формуле для средней скорости, похожей на формулу (44) одномерной модели; характер движения доменной границы при этом является периодическим [245].

## 8. Динамика доменной стенки в ферромагнитных наноструктурах

Рассмотрим теперь кратко основные результаты по динамике доменной стенки в ферромагнитных нанопроволоках; интерес к этой области связан с перспективой применения таких проволок в устройствах спинтроники [246,247]. Проволоки, как правило пермаллоевые, имеют ширину  $w$  и толщину  $h$  в пределах примерно от 40 до 500 nm и от 2 до 30 nm соответственно. Слой FeNi получают молекулярно-лучевой эпитаксией или магнетронным напылением. В смежных доменах векторы  $\mathbf{M}$  направлены либо навстречу друг другу, либо в противоположные стороны. В проволоке с „бесконечной“ длиной и с конечными шириной и толщиной стенки имеют в основном либо поперечную, либо вихревую структуры, схематично изображенные на рис. 19. В зависимости от соотношения между  $w$  и  $h$  одна из структур более стабильна, но в определенном интервале могут существовать стенки обоих типов [248,249].

Зависимость структуры стенки от геометрических размеров проволоки исследовалась [250,251] на образцах в форме колец с помощью фотоэмиссионной электронной микроскопии. С увеличением ширины и толщины образца поперечная структура переходила в вихревую, но при больших значениях  $w$  и  $h$ , чем следовало из аналитического расчета. Установленное расхождение объяснено



**Рис. 19.** Типы доменной стенки с нанополоске (схемы).  $a$  — поперечная стенка,  $b$  — вихревая стенка. Ось  $z$  направлена на наблюдателя.

тем, что наблюдаемая поперечная структура не обязательно отвечает состоянию с абсолютным минимумом энергии. Зарождение ядра вихря связано с преодолением энергетического барьера, причем действительно наблюдалась [251] термоактивированная трансформация поперечной структуры.

Механизм движения доменной стенки в нанопроволоке можно пояснить на примере границы с поперечной структурой [249,252]. Если в направлении продольной оси плоской проволоки приложено поле  $H$ , то вектор намагниченности прецессирует относительно  $H$ , выходит из плоскости образца на некоторый угол  $\theta$  и магнитный момент стенки приобретает компоненту, перпендикулярную этой плоскости. Эта компонента обуславливает поле размагничивания  $H_d$ , и прецессия спинов относительно  $H_d$  приводит к смещению стенки. Его закономерности определяются типом стенки, динамическими преобразованиями спиновой структуры, влиянием дефектов.

Динамика стенки с разной структурой была исследована численными методами во многих работах. Из расчета [249], выполненного для полосок шириной 240 nm и различной толщиной следует, что в малых полях вихревая стенка смещается медленнее поперечной, но с ростом  $H$  различие исчезает, поскольку вихрь под действием гиротропной силы выталкивается к краю проводника, аннигилирует и стенка становится поперечной. В [253] применительно к проволоке с шириной 50–200 nm и с толщиной 10 nm решено трехмерное уравнение движения Ландау–Лифшица–Гильберта и для стенки, содержащей в исходном состоянии вихрь с осью, перпендикулярной продольной оси проволоки, получена зависимость смещения от времени. Движение такой границы становилось нестационарным в поле  $H > 100$  Oe, вихрь смещался к краю проволоки, исчезал и вновь зарождался, а скорость границы при этом уменьшалась. В случае проволоки с круговым сечением соотношение между  $V$  и  $H$  разное для стенок с поперечной и с вихревой структурами [254]. В случае же проволоки с прямоугольным сечением получен другой результат [255]. Для поперечной стенки использование одномерной модели Уокера и метода гиротропной силы привело к формуле (21). Анализ вихревой структуры с помощью двумерной модели показал, что под действием гиротропной силы ядро вихря должно смещаться в направлении, перпендикулярном продольной оси проволоки. Если поле  $H$  не превышает некоторого критического, то после перемещения ядра на определенное расстояние стенка движется стационарно, ее скорость также описывается формулой (21), эффективная ширина зависит от положения и размеров ядра вихря и меньше ширины поперечной стенки. Такие же выводы следовали и из численного решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта.

В нанопроволоках существует предельная скорость стационарного движения стенки, названная по аналогии

скоростью Уокера, она зависит от толщины проволоки [249,252,253]. Например, из численного расчета [249] следует, что для проволоки с шириной 240 nm изменение ее толщины от 2 до 12 nm ведет к уменьшению предельной скорости поперечной стенки от  $\sim 750$  до  $\sim 350$  m/s. Изменение скорости можно объяснить тем, что перпендикулярное плоскости проволоки поле размагничивания, являющееся фактически продвигающим полем, уменьшается с увеличением  $h$ .

Срыв стационарного движения поперечной стенки обусловлен преобразованием ее структуры [256]. У одного из краев проволоки зарождается антивихрь, который смещается вдоль стенки к другому краю, где аннигилирует. Здесь же возникает новый антивихрь и движется в противоположном направлении, аннигилирует и т.д. В результате стенка двигается нестационарно, и ее средняя скорость меньше предельной; график  $V(H)$  при этом напоминает кривую  $I$  на рис. 11. Наличие шероховатостей на краях проволоки ведет к увеличению поля срыва стационарного движения.

Подробные экспериментальные данные о смещении стенки в нанопроволоке под действием продвигающего поля были получены в [257] с применением эффекта Керра. Образец FeNi имел ширину 600 nm и толщину 20 nm. Зависимость  $V(H)$ , найденная в интервале 1.5–70 Oe, похожа на кривую 3 на рис. 11, начальная линейная подвижность составляет  $\sim 25$  m/s · Oe, что близко к теоретическому значению, в поле  $H = 4$  Oe имеется максимум с  $V \approx 75$  m/s, и на втором линейном участке (после области с отрицательной дифференциальной подвижностью) подвижность  $\sim 2.5$  m/s · Oe. Кроме того, удалось получить данные, свидетельствующие об осцилляциях мгновенной скорости. Все эти результаты согласуются с одномерной моделью Уокера, хотя она была развита для других геометрии образца и характера анизотропии. Авторы [257] также пришли к выводу, что данные [258] о малой ( $\sim 2.6$  m/s · Oe) подвижности стенки относятся к области нестационарного движения, а большая ( $\sim 31$  m/s · Oe) подвижность в сильных (до 50 Oe) полях в [259] объясняется тем, что из-за шероховатости краев проволоки поле, в котором начинаются динамические преобразования структуры стенки, не было достигнуто.

В [260–262] было предсказано, что в металлическом ферромагнетике ток электронов с поляризованным спином, проходящий через доменную границу, может вызвать ее смещение, обусловленное  $s$ - $d$ -обменным взаимодействием, причем граница должна двигаться в том же направлении, что и электроны. Простая модель, поясняющая этот эффект, предложена в [263]. Предпринятый анализ экспериментальных данных показал [264], что вызванное прохождением тока смещение стенки можно характеризовать таким параметром, как подвижность. Она зависит от отношения  $h/w$ , как и в случае тонких пленок пермаллоя, в которых движение стенки вызвано продвигающим полем.

В пользу теории [260–262] свидетельствуют результаты других работ [265–268]. Например, смещение стенки наблюдалось в [265] методом магнитной силовой микроскопии при прохождении постоянного тока в полоске CoFe толщиной 10 nm и шириной 100 nm, а в [268] тем же методом — в пленках пермаллоя толщиной 50–100 nm под действием импульсов тока с длительностью 10 ns. Критическая плотность тока для движения стенки составляет примерно  $10^7$ – $10^8$  A/cm<sup>2</sup>, при ее определении используется зависимость магнитосопротивления участка проволоки между двумя контактами от присутствия на этом участке доменной стенки.

Многие экспериментальные работы содержат аргументы в пользу того, что смещение стенки обусловлено именно током поляризованных спинов. Отмечается, что, как и предсказывает теория, стенка движется в том же направлении, что и поток электронов. Границы, разделяющие домены с противоположным направлением намагниченности, смещаются всегда в одну сторону, тогда как под действием магнитного поля с одной и той же ориентацией они должны были бы двигаться в противоположные стороны [265,269,270]. Кроме того, создаваемое током магнитное поле направлено параллельно стенке и может вызывать ее искажение, а не движение [266,271]. Очевидно, что прохождение тока может вызвать термоактивированные эффекты, и в [272] на основании экспериментальных данных предложены критерии, позволяющие отличить явления при смещении стенки, обусловленные собственно током поляризованных спинов.

Вызванное током спинов движение границы может сопровождаться трансформацией ее спиновой структуры. Например, при приложении импульса тока с плотностью, несколько превышавшей критическую для смещения границы, методом сканирующей электронной микроскопии наблюдалось [269,273] динамическое преобразование исходной вихревой стенки в поперечную, которая имела меньшую ширину и не смещалась под действием тех же самых импульсов тока. Была показана возможность периодического зарождения и аннигиляции вихрей при движении стенки [274], и при исследовании пермаллоевой структуры методом фотоэмиссионной электронной микроскопии наблюдались трансформация исходной одновихревой стенки в двухвихревую, образование трех вихрей и исчезновение одного вихря [275]. При плотности тока до  $1.1 \cdot 10^8$  A/cm<sup>2</sup> многовихревая стенка смещалась с малой скоростью, а с наибольшей скоростью  $\sim 0.9$  m/s двигалась стенка с одним вихрем, структура которой при смещении не менялась. Применение для анализа динамики вихревой стенки, представленной в виде двух поперечных стенок, соединенных ядром вихря, метода гиротропной силы показало [255], что начальная скорость ядра имеет две компоненты — продольную и поперечную, обусловленную гиротропной силой, и знак поперечной компоненты определяется полярностью вихря. Аналитическим путем были получены формулы для поперечного смещения ядра вихря, определяемого

соотношением гиротропной силы и восстанавливающей силы, обусловленной деформацией смежных с ядром областей стенки, а также для тока, при котором ядро достигает края проводника.

При теоретическом анализе [276–278] смещения доменной границы спин-поляризованным током учитывалось влияние этого тока на движение намагниченности в адиабатическом приближении, когда предполагается, что в стенке направление поляризации спинов совпадает с направлением локальной намагниченности. Найденные путем численного расчета значения пороговой плотности тока для смещения поперечной стенки, однако, заметно превышали полученные экспериментально. Чтобы согласовать результат расчета с экспериментом, было предложено [274,279,280] ввести в уравнение движения намагниченности слагаемое, учитывающее неадиабатичность между спином электрона проводимости и локальной намагниченностью. В [274] это уравнение было записано в следующем виде:

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}], \quad (64)$$

где  $\mathbf{m}$  — единичный вектор локальной намагниченности, вектор  $\mathbf{u} = \mathbf{J} P g \mu_B / (2eM_s)$ , где  $\mathbf{J}$  — плотность тока и  $P$  — поляризация, направлен в сторону движения электронов. Учитывающий степень неадиабатичности безразмерный параметр  $\beta \ll 1$  и сравним с величиной  $\alpha$ . Численный расчет для стенки с исходной поперечной структурой показал, что если  $\beta = 0$ , то движение отсутствует при  $u < 600$  м/с, а затем с ростом  $u$  скорость стенки быстро увеличивается. Если  $\beta > 0.1$ , то стенка смещается при всех конечных  $u$  (для проволоки, не имеющей шероховатых краев) и разных  $\alpha$  и зависимости  $V(u)$  содержит начальную линейную область, где  $V = \beta u / \alpha$ . При некотором  $u$  происходит срыв стационарного режима, на краях проводника периодически возникают вихри, которые смещаются вдоль стенки к противоположным краям и аннигилируют. Для стенки с исходной вихревой структурой в полоске с большими  $w$  и  $h$  связь между  $V$  и  $u$  остается линейной до тех пор, пока восстанавливающая сила, удерживающая вихрь в проволоке, уравнивает гиротропную силу. Когда равновесие сил невозможно, вихрь выталкивается на край проволоки, аннигилирует и стенка становится поперечной.

В теории [274] начальная зависимость скорости от тока получается линейной и не зависящей от структуры стенки, если образец предполагается бездефектным, однако измерения [270] указывали на существование критического тока для смещения стенки. Использование модели, учитывающей шероховатость краев образца, и разумный выбор параметра  $\beta$  ( $> 0.04$ ) позволили в какой-то степени согласовать [274] результаты численного расчета с экспериментальными данными [270,281] о пороговом токе для смещения стенки. Из полученных численным путем решений [282] видно, однако, что закрепление стенки на дефекте зависит от ее структуры

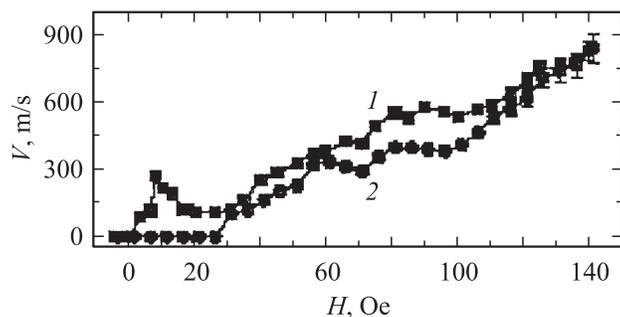
и для поперечной стенки пороговый ток отрыва от дефекта должен быть больше, чем для вихревой. Поэтому по мере увеличения плотности тока сначала должна оторваться от дефекта вихревая стенка, при дальнейшем увеличении тока она должна преобразоваться в поперечную стенку, которая закрепляется на дефекте и останавливается. Такая последовательность событий наблюдалась экспериментально [269].

При анализе данных о скорости стенки обнаружилось различие относительно зависимости смещения стенки от длительности импульса тока. Такая зависимость наблюдалась в [270], а в [283] стенка смещалась только в течение небольшого промежутка времени ( $< 0.3 \mu\text{s}$ ) после начала импульса тока, хотя при наличии существенного неадиабатического вклада она должна была бы непрерывно двигаться во время действия импульса. Имеются также расхождения между предсказываемой теорией скоростью стенки и экспериментом [269,270,273,275], в котором по существу изучался отрыв вихревой стенки от дефектов. При использованных значениях  $J = (1-2.2) \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup> измеренная скорость была небольшой, в пределах от  $\sim 0.35$  [269] до  $\sim 6$  м/с [270], тогда как в соответствии с теорией [255,274,282] она должна достигать  $\sim 60-200$  м/с. В экспериментах применялись импульсы тока с большой длительностью, и, возможно, найденные малые значения скорости объясняются стохастическим характером движения стенки, конечным временем ее закрепления на дефекте и отрыва от дефекта [284]. Действительно, при измерениях с короткими ( $\sim 1$  нс) импульсами тока наблюдалось движение вихревой стенки со скоростью  $\sim 110$  м/с, что согласуется с теорией.

Скомпенсировать закрепление доменной границы на дефектах и таким образом выявить влияние тока поляризованных спинов на динамику „свободной“ стенки можно, если приложить перпендикулярно ее плоскости магнитное поле. Одновременное действие поля и тока на стенку с исходными поперечной и вихревой структурами рассмотрено в [274,282], где с учетом эффекта неадиабатичности численным методом решено уравнение движения намагниченности и результат для скорости хорошо согласуется с найденным аналитическим путем выражением

$$V = \frac{\gamma H \Delta}{\alpha} + \frac{\beta u}{\alpha}. \quad (65)$$

Скорость стенки, как видно, зависит от ее ширины, и так как вихревая стенка имеет меньшую эффективную ширину, чем поперечная, ее скорость должна быть меньше. Другой вывод теории состоит в том, что при смещении вихревой стенки сам вихрь под действием гиротропной силы движется перпендикулярно оси проволоки. Восстанавливающая сила может остановить вихрь, только если поле или ток достаточно малы, и тогда режим является стационарным и скорость описывается формулой (65). Срыв стационарного движения происходит в эффективном поле, равном  $\alpha H_A / 2 - u(\beta - \alpha) / \gamma \Delta$ , а затем стенка



**Рис. 20.** Зависимость скорости доменной стенки в нанопроволоке из пермаллоя от абсолютной величины продвигающего магнитного поля. Плотность тока  $J$ ,  $10^8$  А/см<sup>2</sup>; 1 — (-1.55), 2 — 1.55 (данные [285]).

движется нестационарно со средней скоростью [274,285]

$$V = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left( H - \frac{\sqrt{4[H + u(\beta - \alpha)/\gamma\Delta]^2 - (\alpha H_A)^2}}{2\alpha(1 + \alpha^2)} \right) + \frac{\beta u}{\alpha}. \quad (66)$$

Имеющиеся экспериментальные результаты в целом подтверждают предсказываемое теорией влияние тока и поля на скорость стенки. На рис. 20 представлены данные [285], где при разной плотности  $J$  были определены зависимости  $V(H)$ . Скорость стенки (ее структура не обсуждалась), найденная с помощью измерения магнитосопротивления, не зависела от направления намагниченности в смежных доменах и менялась на  $\sim 100$  м/с в зависимости от направления и плотности тока. В [286] с увеличением  $J$  от нуля до  $5.8 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> скорость стенки, наблюдавшейся с помощью эффекта Керра, возрастала на  $\sim 35$  м/с, а зависимость  $V(H)$  при  $J = \pm 5.8 \cdot 10^{11}$  А/см<sup>2</sup> была подобна кривой 1 на рис. 20. Ток не влиял на подвижность стенки в слабых и в сильных полях, что согласуется с аналитической [287] и с микромагнитной [274] моделями.

В заключение заметим, что возможность смещения стенки протекающим через нее током позволяет исключить цепи генерации магнитного поля в устройствах, работа которых основана на движении стенки, а также позволяет упростить их конструкцию и обеспечить быстрое и надежное переключение.

## 9. Заключение

Таким образом, к настоящему времени удалось сформировать основные представления о динамике доменной стенки в ферромагнетиках с самыми различными характеристиками. Наиболее важные результаты были получены на эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов. Несмотря на разнообразие объектов исследования и структур доменной стенки, во всех случаях наблюдаются области линейного и нелинейного движения. По мере увеличения продвигающего поля поведение стенки опре-

деляется тем, что в ней возбуждаются, смещаются и аннигилируют магнитные неоднородности (линии Блоха, вихри), и с усложнением структуры динамика стенки претерпевает качественные изменения.

## Список литературы

- [1] P.Weiss. J. Phys. **6**, 661 (1907).
- [2] M.R. Forrer. J. de Phys. [VI] **7**, 109 (1926).
- [3] F. Preisach. Ann. D. Phys. **3**, 737 (1929).
- [4] K.J. Sixtus, L. Tonks. Phys. Rev. **37**, 930 (1931).
- [5] K.J. Sixtus, L. Tonks. Phys. Rev. **35**, 1441 (1930).
- [6] C. Kittel, J.K. Galt. Ferromagnetic domain theory. In: Solid State Physics. Academic Press, N.Y. (1956). V. 3. P. 439.
- [7] R.F. Soohoo. Magnetic thin films. Harper and Row Publishers, N.Y. (1965). (P. Суху. Магнитные тонкие пленки. Мир, М. (1967). 422 с.).
- [8] A. Hubert. Theorie der Domänenwände in Geordneten Medien. Springer-Verlag, Berlin (1974). (A. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). 306 с.).
- [9] A.H. Bobeck, E. Della Torre. Magnetic bubbles. North Holland, Amsterdam (1975). 222 p. (Э. Бобек, Э. Делла Торе. Цилиндрические магнитные домены. Энергия, М. (1977). 192 с.).
- [10] F.H. de Leeuw. Physica **86** B, 1320 (1977).
- [11] В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец, Г.А. Смоленский, Б.Н. Филиппов. УФН **121**, 593 (1977).
- [12] J.C. Slonczewski, A.P. Malozemoff / Ed. A. Paoletti. In: Physics of Magnetic Garnets. North Holland, Amsterdam (1978). P. 134.
- [13] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic domain walls in bubble materials. Academic Press, N.Y. (1979). 326 p. (A. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 382 с.).
- [14] Ф.В. Лисовский. Физика цилиндрических магнитных доменов. Советское радио, М. (1979). 192 с.
- [15] F.H. de Leeuw, R. van den Doel, U. Enz. Rep. Progr. Phys. **43**, 689 (1980).
- [16] A.H. Eschenfelder. Magnetic bubble technology. Springer-Verlag, Berlin (1981). 317 p. (A. Эшенфельдер. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. Мир, М. (1983). 496 с.).
- [17] В.К. Раев, Г.Е. Ходенков. Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники. Энергоиздат, М. (1981). 215 с.
- [18] T.H. O'Dell. Ferromagnetodynamics. MacMillan Press LTD, London (1981). 256 p. (Т. О'Делл. Ферромагнитодинамика. Мир, М. (1983). 253 с.).
- [19] Э.Б. Сонин. В кн.: Теоретические и экспериментальные исследования дисклинаций / Под ред. В.И. Владимиров. ФТИ, Л. (1982). С. 54.
- [20] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. Наука, М. (1987). 215 с.
- [21] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains. Springer, Berlin (1998). 696 p.
- [22] В.А. Боков. Физика магнетиков. Невский диалект, СПб. (2002). 272 с.
- [23] V.V. Volkov. Phys. Met. Metallogr. **95**, Suppl. 1, 100 (2003).

- [24] К. Сикстус. УФН XXII, 63 (1939).
- [25] Ф.Д. Мирошников. ЖЭТФ **6**, 987 (1936).
- [26] F. Bloch. *Z. Phys. B* **74**, 295 (1932).
- [27] L.D. Landau, E. Lifshitz. *Phys. Zs. Sowiet.* **8**, 153 (1935). (Л.Д. Ландау. Собрание трудов. Наука, М. (1969). Т. 1. С. 128).
- [28] J.C. Slonczewski. *J. Appl. Phys.* **14**, 1759 (1973).
- [29] F.B. Hagedorn. *J. Appl. Phys.* **45**, 3129 (1974).
- [30] S. Burmistrov, J. Jalishev, V. Pokazan'ev. *J. Magn. Magn. Mater.* **96**, 349 (1991).
- [31] K. Patek, A. Thiaville, J. Miltat. *Phys. Rev. B* **49**, 6678 (1994).
- [32] H.J. Williams, M. Goertz. *J. Appl. Phys.* **23**, 316 (1952).
- [33] R.W. De Blois, C.D. Graham. *J. Appl. Phys.* **29**, 931 (1958).
- [34] P.J. Grundy, D.C. Hothersall, C.A. Jones, B.K. Middleton, R.S. Tebble. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **9**, 79 (1972).
- [35] A. Thiaville, J.Miltat. *J. Appl. Phys.* **68**, 2883 (1990).
- [36] G.A. Jones, B.K. Middleton. *J. Phys. D.* **2**, 685 (1969).
- [37] E. Feldtkeller. *Z. Angev. Phys. B* **19**, 530 (1965).
- [38] W. Döring. *J. Appl. Phys.* **39**, 1006 (1968).
- [39] T.L. Gilbert. *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [40] T.L. Gilbert, J.M. Kelly. *AIEE Conf. Proc. T-78*, 253 (1955).
- [41] G. Bertotti, I.D. Mayergoyz, C. Serpico. *Physica B* **306**, 102 (2001).
- [42] L.R. Walker. In: *Magnetism / Eds T. Rado, H. Shul.* Academic Press, N.Y. (1963). V. 3. P. 405.
- [43] E. Feldtkeller. *Phys. Stat. Sol.* **27**, 161 (1968).
- [44] J.C. Slonczewski. *Int. J. Magn.* **2**, 85 (1972).
- [45] Г.Е. Ходенков. ФТТ **33**, 2286 (1991).
- [46] A. Hubert. *J. Appl. Phys.* **46**, 2276 (1975).
- [47] E. Fujita, H. Kawahara, S. Sakata, S. Konishi. *IEEE Trans. Magn.* **20**, 1144 (1984).
- [48] J. Żebrowski, A. Sukiennicki. *J. Appl. Phys.* **52**, 4176 (1981).
- [49] G.N. Patterson, R.C. Giles, F.B. Humphrey. *IEEE Trans. Magn.* **27**, 5498 (1991).
- [50] А.С. Жукарев, А.Н. Матвеев, Л.П. Осипова, Д.Г. Скачков. ФММ **68**, 452 (1989).
- [51] S. Iwata, S. Shiomi, S. Uchiyama. *Jap. J. Appl. Phys.* **20**, 1073 (1981).
- [52] S. Honda, Y. Fukushima, N. Fukuda, T. Kusuda. *J. Appl. Phys.* **50**, 1465 (1979).
- [53] P.P. Cioffi, H.J. Williams, R.M. Bozorth. *Phys. Rev.* **51**, 1009 (1937).
- [54] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel. *Phys. Rev.* **80**, 1090 (1950).
- [55] K.H. Stewart. *Proc. Phys. Soc.* **43**, 761 (1950).
- [56] J.K. Galt, J. Andrus, H.G. Hopper. *Rev. Mod. Phys.* **25**, 93 (1953).
- [57] J.F. Dillon, H.E. Earl. *J. Appl. Phys.* **30**, 202 (1959).
- [58] C.E. Patton, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **37**, 4269 (1966).
- [59] C.E. Patton, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **39**, 857 (1968).
- [60] N.C. Ford. *J. Appl. Phys.* **31**, S, 300 (1960).
- [61] S. Middelhoek. *IBM J. Res. Dev.* **4**, 351 (1966).
- [62] Е.Н. Ильичева, О.С. Колотов. Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, 552 (1965).
- [63] E.N. Ilycheva, A.G. Shishkov, N.B. Shirokova, B.M. Abakumov. *Czech. J. Phys. B* **21**, 460 (1971).
- [64] A.G. Shishkov. *Czech. J. Phys. B* **21**, 368 (1971).
- [65] Н.Б. Широкова, Е.Н. Ильичева, А.С. Сигов, А.Г. Шишков. Изв. АН СССР. Сер. физ. XXXVI, 1158 (1972).
- [66] C.E. Patton, T.C. McGill, C.H. Wilts. *J. Appl. Phys.* **37**, 3594 (1966).
- [67] Г.М. Родичев, П.Д. Ким, Л.А. Богатырев. ФММ **25**, 240 (1968).
- [68] S. Konishi, S. Yamada, T. Kusuda. *IEEE Trans. Magn.* **7**, 722 (1971).
- [69] Ю.А. Дурасова, И.С. Колотов, О.С. Колотов, В.И. Петров, Г.В. Спивак, Р.В. Телеснин. Изв. АН СССР. Сер. физ. **34**, 1579 (1970).
- [70] H. Hoffman. *IEEE Trans. Magn.* **4**, 1 (1968).
- [71] S. Middelhoek. *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).
- [72] R.V. Telesnin, E.N. Ilyicheva, N.G. Kanavina, N.B. Stepanova, A.G. Shishkov. *IEEE Trans. Magn.* **5**, 232 (1969).
- [73] S. Konishi, S. Fujita, M. Ueda, Y. Takahashi. *IEEE Trans. Magn.* **10**, 27 (1974).
- [74] S. Konishi, S. Fujita, T. Kusuda. *IEEE Trans. Magn.* **8**, 316 (1972).
- [75] О.С. Колотов, М.И. Лобачев, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Письма ЖЭТФ **21**, 193 (1975).
- [76] О.С. Колотов, М.И. Лобачев. ФММ **40**, 435 (1975).
- [77] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassan-Ogly. *Phys. Rev. B* **64**, 104412 (2001).
- [78] M.R. Scheinfein, J. Unguris, J.L. Blue, K.J. Coakley, D.T. Pierce, R.J. Celotta. *Phys. Rev. B* **43**, 3395 (1991).
- [79] L. Thomas, C. Rettner, M. Hayashi, M.G. Samant, S.S.P. Parkin, A. Doran, A. Scholl. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 262501 (2005).
- [80] M. Redidal, J. Giusti, M.F. Ruane, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **91**, 7547 (2002).
- [81] J.K. Galt. *BSTJ* **33**, 1023 (1954).
- [82] A.M. Clogston. *BSTJ* **34**, 739 (1955).
- [83] R.W. Teale. In: *Physics of Magnetic Garnets / Ed. A. Paoletti.* North Holland, Amsterdam (1978). P. 270.
- [84] F.B. Hagedorn, E.M. Gyorgy. *J. Appl. Phys.* **32**, 282(S) (1961).
- [85] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. ЖЭТФ **90**, 2090 (1986).
- [86] Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. ЖЭТФ **94**, 312 (1988).
- [87] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. Van Uitert. *Appl. Phys. Lett.* **21**, 36 (1972).
- [88] D. Challeton, H. Jouve, J. Magnin. *J. Appl. Phys.* **50**, 7853 (1979).
- [89] В.Е. Аргуле, J.C. Slonczewski, W. Jantz, J.H. Spreen, M.H. Kryder. *IEEE Trans. Magn.* **18**, 1325 (1982).
- [90] Ф.Г. Барьяхтар, В.Л. Дорман, В.Л. Соболев. ФТТ **27**, 2105 (1985).
- [91] П.Д. Ким. Автореф. докт. дисс. ИФ СО АН СССР, Красноярск (1988) 47 с.
- [92] Т.В. Дрокина, Ю.В. Старостин. ФТТ **23**, 1195 (1981).
- [93] В.Г. Барьяхтар, В.А. Бродовой, Б.А. Иванов, И.В. Круценко, К.А. Сафарян. ФТТ **32**, 852 (1990).
- [94] В.А. Боков, В.В. Волков, М. Марышко, Н.Л. Петриченко. ФТТ **40**, 1519 (1998).
- [95] К. Ju, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **44**, 4656 (1977).
- [96] A.P. Malozemoff. *J. Appl. Phys.* **48**, 795 (1977).
- [97] J.C. DeLuca, A.P. Malozemoff. *AIP Conf. Proc.* **34**, 151 (1976).
- [98] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski, J.C. DeLuca. *AIP Conf. Proc.* **29**, 58 (1976).
- [99] J. Mada. *Jap. J. Appl. Phys.* **18**, 95 (1979).
- [100] В.Г. Барьяхтар. ЖЭТФ **87**, 1501 (1984).
- [101] V.G. Bar'yakhtar. *Physica B* **159**, 20 (1989).

- [102] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. ФТТ **32**, 3507 (1990).
- [103] Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. ФНТ **18**, 722 (1992).
- [104] H.L. Huang, V.L. Sobolev, S.C. Chen. J. Appl. Phys. **81**, 4066 (1997).
- [105] V.L. Sobolev, S.C. Chen, H.L. Huang. J. Magn. Magn. Mater. **172**, 83 (1997).
- [106] В.А. Иванов, А. Stankievicz, А. Maziewski, N.L. Petrichenko, К.А. Сафарян. Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Ferrites. Tokyo–Kyoto, Japan (1992). P. 775.
- [107] В.А. Гуревич. ФТТ **19**, 2893 (1977).
- [108] С.И. Денисов. Письма ЖТФ **15**, 5, 14 (1989).
- [109] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. Van Uitert. J. Appl. Phys. **43**, 2428 (1972).
- [110] Е.И. Николаев, А.И. Линник, В.Н. Саяпин. ЖТФ **64**, 113 (1994).
- [111] G.P. Vella-Coleiro, S.L. Blank, R.C. LeCraw. Appl. Phys. Lett. **26**, 722 (1975).
- [112] Т. Ikeda, N. Ohta, F. Ishida, Y. Sugita. J. Appl. Phys. **51**, 5502 (1980).
- [113] R.C. LeCraw, E.G. Spencer. J. Phys. Soc. Jap. **17**, Suppl. B-1, 401 (1962).
- [114] И.А. Ахизер, А.Е. Боровик. ЖЭТФ **52**, 1332 (1967).
- [115] S. Honda, N. Fukuda, T. Kusuda. J. Appl. Phys. **51**, 4346 (1980).
- [116] S. Konishi. In: Recent magnetism for electronics / Ed. Y. Sakurai. Amsterdam (1983). P. 3.
- [117] S. Speidel, H. Yamakawa, S. Iwata, S. Uchiyama. IEEE Trans. Magn. **20**, 1147 (1984).
- [118] В.М. Четвериков. Автореф. докт. дисс. МИЭМ, М. (1992). 36 с.
- [119] E. Schlömann. J. Appl. Phys. **44**, 1837 (1973).
- [120] S. Honda, N. Fukuda. J. Appl. Phys. **51**, 5909 (1980).
- [121] А.Р. Malozemoff. J. Appl. Phys. **44**, 5080 (1973).
- [122] А.Н. Bobeck, I. Danilchuk, J.P. Remeika, L.G. Van Uitert, E.M. Walters. Ferrites. Proc. Int. Conf. Kyoto. University of Tokyo Press (1971). P. 361.
- [123] В.Г. Клепарский, В.В. Рандошкин. ФТТ **19**, 3250 (1977).
- [124] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. Письма ЖЭТФ **42**, 34 (1985).
- [125] В.В. Рандошкин. Труды ИОФАН **35**, 49 (1992).
- [126] В.А. Боков, В.В. Волков. ФТТ **39**, 660 (1997).
- [127] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ФТТ **20**, 2177 (1978).
- [128] Г.М. Недлин, Р.Х. Шапиро. ФТТ **19**, 2911 (1977).
- [129] V.L. Sobolev, H.L. Huang, S.C. Chen. J. Magn. Magn. Mater. **147**, 284 (1995).
- [130] Г.Е. Ходенков. ФММ **49**, 663 (1980).
- [131] В.А. Гуревич. ФТТ **19**, 2902 (1977).
- [132] S. Iwata, S. Shiomi, S. Uchiyama. J. Appl. Phys. **50**, 7859 (1979).
- [133] Г.Е. Ходенков. ФММ **6**, 26 (1990).
- [134] F.H. de Leeuw, R. Van den Doel, J.M. Robertson. J. Appl. Phys. **49**, 768 (1978).
- [135] В.А. Боков, В.В. Волков, А. Мажевский, Н.Л. Петриченко, А. Станкевич. ФТТ **37**, 2966 (1995).
- [136] R.A. Kosinski, J. Engemann. J. Appl. Phys. **55**, 3732 (1984).
- [137] R.A. Kosinski, J. Engemann. J. Magn. Magn. Mater. **50**, 229 (1985).
- [138] S. Iwata, S. Isomura, S. Shiomi, S. Uchiyama. IEEE Trans. Magn. **18**, 1343 (1982).
- [139] R.A. Kosinski, J. Heidmann, D. Krumbholz, J. Engemann. IEEE Trans. Magn. **20**, 1150 (1984).
- [140] E. Schlömann. J. Appl. Phys. **47**, 1142 (1976).
- [141] D.J. Breed, P.Q.J. Nederpel, W. de Geus. J. Appl. Phys. **54**, 6577 (1983).
- [142] N.L. Schryer, L.R. Walker. J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
- [143] Г.Е. Ходенков. ФТТ **44**, 106 (2002).
- [144] R.A. Kosinski, A. Sukiennicki. J. Magn. Magn. Mater. **93**, 128 (1991).
- [145] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **86**, 1505 (1984).
- [146] В.В. Дружинин, В.В. Мальцев. ФТТ **31**, 149 (1989).
- [147] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **12**, 108 (1979).
- [148] В. MacNeal, F.V. Humphrey. IEEE Trans. Magn. **15**, 1272 (1979).
- [149] С.Г. Осипов, Б.Н. Филиппов, М.М. Хапаев. ЖЭТФ, **98**, 1354 (1990).
- [150] Е.Е. Котова, В.М. Четвериков. ФТТ **32**, 1269 (1990).
- [151] А. Sukiennicki, R.A. Kosinski. J. Magn. Magn. Mater. **129**, 213 (1994).
- [152] J. Żebrowski, A. Sukiennicki. Acta Phys. Polonica B **24**, 785 (1993).
- [153] A. Sukiennicki. J. Magn. Magn. Mater. **160**, 1 (1996).
- [154] Г.Е. Ходенков. ФММ **94**, 4, 18 (2002).
- [155] G. Asti, M. Colombo, V. Giudici, A. Levaldi. J. Appl. Phys. **38**, 2195 (1967).
- [156] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко, З. Фрайт. ФТТ **42**, 2183 (2000).
- [157] F.H. de Leeuw. IEEE Trans. Magn. **14**, 596 (1978).
- [158] T. Suzuki, L. Gal. Jap. J. Appl. Phys. **19**, 879 (1980).
- [159] I. Pinter, L. Bodis, V.G. Kleparski. J. Appl. Phys. **57**, 5396 (1985).
- [160] В.В. Волков, В.А. Боков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 2318 (1982).
- [161] V.A. Bokov, V.V. Volkov, N.L. Petrichenko. Phys. Met. Metallogr. **92**, Suppl. 1, 1 (2001).
- [162] G.J. Zimmer, L. Gal, K. Vural, F.V. Humphrey. J. Appl. Phys. **46**, 4976 (1975).
- [163] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ЖТФ **58**, 1237 (1988).
- [164] В.Е. Бахтеузов, Т.А. Ким, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. ЖТФ **55**, 1227 (1985).
- [165] L. Zimmermann, J. Miltat. J. Magn. Magn. Mater. **94**, 207 (1991).
- [166] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Ю.В. Старостин. ЖТФ **52**, 2118 (1982).
- [167] А.К. Звездин, Н.Е. Кулагин, В.Г. Редько. ФММ **45**, 497 (1978).
- [168] Şt.C. Bădesku, V. Bădesku, N. Rezlescu, R. Bădesku. J. Magn. Magn. Mater. **193**, 132 (1999).
- [169] H. Okuno, T. Sakata, H. Takeda. J. Appl. Phys. **85**, 5083 (1999).
- [170] H. Okuno, Y. Takemura. J. Appl. Phys. **89**, 6796 (2001).
- [171] В.С. Горнаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников. Письма ЖЭТФ **55**, 44 (1992).
- [172] A. Aharoni, J.P. Jakubobics. IEEE Trans. Magn. **15**, 1818 (1979).
- [173] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин, Е.В. Ребрякова. ФММ **85**, 3, 35 (1998).
- [174] S.W. Juan, H. Neal Bertram. Phys. Rev. B **44**, 12 395 (1991).
- [175] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин, В.И. Береснев, Е.В. Ребрякова. ФММ **87**, 6, 17 (1999).
- [176] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. ЖЭТФ **121**, 372 (2002).
- [177] H.C. Bourne, D.S. Bartran. IEEE Trans. Magn. **8**, 743 (1972).

- [178] G.J. Zimmer, T.M. Morris, K. Vural, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **25**, 750 (1974).
- [179] K. Vural, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **51**, 549 (1980).
- [180] T. Suzuki, L. Gal, S. Maekawa. *Jap. J. Appl. Phys.* **19**, 627 (1980).
- [181] V.G. Kleparski, I. Pinter, G.J. Zimmer. *IEEE Trans. Magn.* **17**, 2775 (1981).
- [182] П.А. Поляков. Письма ЖЭТФ **60**, 336 (1994).
- [183] R.A. Kosinski. *Phys. Rev. B* **50**, 6751 (1994).
- [184] В.В. Рандошкин, М.В. Логунов. *Труды ИОФАН* **35**, 107 (1992).
- [185] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий. ЖЭТФ **84**, 1006 (1983).
- [186] А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Т.Б. Розанова. ЖТФ **60**, 7, 186 (1990).
- [187] Г.Е. Ходенков. ФММ **39**, 466 (1975).
- [188] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **28**, 1522 (1986).
- [189] В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев. ФТТ **32**, 246 (1990).
- [190] A. Emura, T. Fujii, S. Shiomi, S. Uchiyama. *IEEE Trans. Magn.* **13**, 1169 (1977).
- [191] F.H. de Leeuw. *IEEE Trans. Magn.* **9**, 614 (1973).
- [192] Б.А. Иванов, Н.Е. Кулагин. ЖЭТФ **112**, 953 (1997).
- [193] M.V. Logunov. 13th Int. Coll. on Magnetic Films and Surfaces. Glasgow (1991). 6LP29.
- [194] F.H. de Leeuw. *IEEE Trans. Magn.* **13**, 1172 (1977).
- [195] K. Vural, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **50**, 3583 (1979).
- [196] В.А. Боков, В.В. Волков, Н.Л. Петриченко. ФТТ **44**, 2018 (2002).
- [197] Ф.В. Лисовский, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Т.Б. Розанова. Письма ЖЭТФ **45**, 339 (1987).
- [198] В.В. Рандошкин. ФТТ **39**, 1421 (1997).
- [199] J.C. Slonczewski. *J. Appl. Phys.* **45**, 2705 (1974).
- [200] A.A. Thiele. *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974).
- [201] В.И. Береснев, Б.Н. Филиппов. ФТТ **37**, 735 (1995).
- [202] L.L.Savchenko, M.V. Chetkin, V.B. Bondarenko. *J. Magn. Magn. Mater.* **183**, 313 (1998).
- [203] А.В. Никифоров, Э.Б. Сонин. Письма ЖЭТФ **40**, 325 (1984).
- [204] А.К. Звездин, А.Ф. Попков, В.Г. Редько. ЖТФ **55**, 1884 (1985).
- [205] А.К. Звездин, А.Ф. Попков. ЖЭТФ **91**, 1789 (1986).
- [206] T.M. Morris, G.J. Zimmer, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **47**, 721 (1976).
- [207] G. Ronan, J. Theile, H. Krause, J. Engemann. *IEEE Trans. Magn.* **23**, 2332 (1987).
- [208] H. Heyes, G. Ronan, W. Clegg. *IEEE Trans. Magn.* **24**, 1741 (1988).
- [209] A.S. Logginov, A.V. Nikolaev, V.V. Dobrovitski. *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2590 (1993).
- [210] А.К. Звездин, А.Ф. Попков, В.А. Сереченко. ФММ **65**, 877 (1988).
- [211] Г.Е. Ходенков. ЖТФ **60**, 12, 65 (1990).
- [212] M.R. Lian, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **57**, 4065 (1985).
- [213] М.В. Четкин, В.Б. Смирнов, А.Ф. Попков, И.В. Парыгина, А.К. Звездин, С.В. Гомонов. ЖЭТФ **94**, 164 (1988).
- [214] А.К. Звездин, А.Ф. Попков, И.П. Ярема. ЖЭТФ **98**, 1070 (1990).
- [215] Е.Е. Котова, В.М. Четвериков. ЖЭТФ **98**, 2011 (1990).
- [216] М.В. Четкин, И.В. Парыгина, В.Г. Роман, Л.Л. Савченко. ЖЭТФ **105**, 176 (1994).
- [217] M. Redjdal, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **79**, 6464 (1996).
- [218] М.В. Четкин, И.В. Парыгина, Л.Л. Савченко. ЖЭТФ **110**, 1873 (1996).
- [219] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **94**, 245 (1988).
- [220] Л.М. Дедух, Ю.П. Кабанов. ЖЭТФ **99**, 1632 (1991).
- [221] В.С. Горчаков, В.И. Никитенко, И.А. Прудников. Письма ЖЭТФ **50**, 479 (1989).
- [222] Ю.А. Куфаев, Э.Б. Сонин. ЖЭТФ **95**, 1523 (1989).
- [223] Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов. ФТТ **33**, 1277 (1991).
- [224] W. Döring. *Zs. Naturforsch.* **3a**, 373 (1948).
- [225] R. Becker. *J. de Phys. Rad.* **12**, 332 (1951).
- [226] F.H. de Leeuw. *J. Appl. Phys.* **45**, 3106 (1974).
- [227] G.T. Rado, R.W. Wright, W.H. Emerson. *Phys. Rev.* **80**, 273 (1950).
- [228] Т.М. Перекалина, А.А. Асочинский, Д.Г. Санников. ЖЭТФ **13**, 303 (1961).
- [229] G.P. Vella-Coleiro, D.H. Smith, L.G. Van Uitert. *J. Appl. Phys.* **43**, 2428 (1972).
- [230] R.W. Shaw, J.W. Moody, R.M. Sandfort. *J. Appl. Phys.* **45**, 2672 (1974).
- [231] В.Е. MacNeal, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **50**, 1009 (1979).
- [232] В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач. ЖЭТФ **90**, 2090 (1986).
- [233] С.И. Денисов. ФММ **1**, 52 (1990).
- [234] В.Е. Argyle, A.P. Malozemoff. *AIP Conf. Proc.* **10**, 344 (1972).
- [235] В.Е. MacNeal, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **50**, 1020 (1979).
- [236] J. Morkowski, P.E. Wigen. *J. Appl. Phys.* **52**, 2344 (1981).
- [237] A. Stankiewicz, A. Maziewski, B.A. Ivanov, K.A. Safaryan. *IEEE Trans. Magn.* **30**, 878 (1994).
- [238] Г.Е. Ходенков. ФММ **58**, 34 (1984).
- [239] V.L. Sobolev. *J. Magn. Magn. Mater.* **177**, 195 (1998).
- [240] V.L. Sobolev, S.V. Ivanova, H.L. Huang. *J. Appl. Phys.* **88**, 4783 (2000).
- [241] A. Kirilyuk, J.Ferre, D. Renard. *Europhys. Lett.* **24**, 403 (1993).
- [242] A. Kirilyuk, J. Ferre, V. Grolier, J.P. Jamet, D. Renard. *J. Magn. Magn. Mater.* **171**, 45 (1997).
- [243] S.V. Tarasenko, A. Stankiewicz, V.V. Tarasenko, J. Ferre. *J. Magn. Magn. Mater.* **198**, 19 (1998).
- [244] V.V. Tarasenko, C.J. Walczyk. *Mat. Sci. Forum* **373–376**, 397 (2001).
- [245] Г.Е. Ходенков. ФММ **81**, 1, 44 (1996).
- [246] G.A. Prinz. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 57 (1999).
- [247] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn. *Science* **309**, 1688 (2005).
- [248] R.D. McMichael, M.I. Donahue. *IEEE Trans. Magn.* **33**, 4167 (1997).
- [249] Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Miltat. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 750 (2005).
- [250] M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Pavlovska, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, A. Locatelli. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5637 (2004).
- [251] M. Laufenberg, D. Backes, W. Bührer, D. Bedau, M. Kläui, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, F. Nolting, S. Cherifi, A. Locatelli, R. Belkhou, S. Heun, E. Bauer. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 052 507 (2006).
- [252] D.G. Porter, M.J. Donahue. *J. Appl. Phys.* **95**, 6729 (2004).
- [253] A. Kunz. *J. Appl. Phys.* **99**, 08G 107 (2006).

- [254] R. Wieser, U. Nowak, K.D. Usadel. *Phys. Rev. B* **69**, 064 401 (2004).
- [255] J. He, Z. Li, S. Zhang. *Phys. Rev. B* **73**, 184 408 (2006).
- [256] Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Miltat. *Nature Mater.* **2**, 521 (2003).
- [257] G.S.D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, J.L. Erskine. *Nature Mater.* **4**, 741 (2005).
- [258] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, T. Shinjo. *Science* **284**, 468 (1999).
- [259] D. Atkinson, D.A. Allwood, G. Xiong, M.D. Cooke, C.C. Faulkner. *Nature Mater.* **2**, 85 (2005).
- [260] L. Berger. *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [261] C.-Y. Hung, L. Berger. *J. Appl. Phys.* **63**, 4276 (1988).
- [262] L. Berger. *J. Appl. Phys.* **71**, 2721 (1992).
- [263] A. Vanhaverbeke, M. Viret. *Phys. Rev. B* **75**, 024 411 (2007).
- [264] L. Berger. *Phys. Rev. B* **73**, 014 407 (2006).
- [265] M. Tsoi, R.E. Fontana, S.S. Parkin. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2617 (2003).
- [266] M. Kläui, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Gambril, L.J. Heyderman. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 105 (2003).
- [267] H. Koo, C. Krafft, R.D. Gomez. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 862 (2002).
- [268] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzić, A. Vaurès, A. Fert, G. Faini. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 509 (2003).
- [269] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J.A.C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, L.V. Vila, C. Vouille. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026 601 (2005).
- [270] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077 205 (2004).
- [271] J.L. Tsai, S.F. Lee, Y. Liou, Y.D. Yao, T.Y. Chen, K.W. Cheng. *J. Appl. Phys.* **97**, 10C710 (2005).
- [272] F. Junginger, M. Kläui, D. Backes, U. Rüdiger, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, L.J. Heyderman, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 132 506 (2007).
- [273] P.-O. Jubert, M. Kläui, A. Bischof, U. Rüdiger, R. Allenspach. *J. Appl. Phys.* **99**, 08G523 (2006).
- [274] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki. *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [275] M. Kläui, M. Laufenberg, L. Heune, D. Backes, U. Rüdiger, C.A.F. Vaz, J.A.C. Bland, L.J. Heyderman, S. Cherifi, A. Locatelli, T.O. Mendes, L. Aballe. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 232 507 (2006).
- [276] G. Tatara, H. Kohno. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086 601 (2004).
- [277] Z. Li, S. Zhang. *Phys. Rev. B* **70**, 024 417 (2004).
- [278] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, N. Vernier. *J. Appl. Phys.* **95**, 7049 (2004).
- [279] S. Zhang, Z. Li. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127 204 (2004).
- [280] X. Waintal, M. Viret. *Europhys. Lett.* **65**, 427 (2004).
- [281] N. Vernier, D.A. Allwood, D. Atkinson, M.D. Cooke, R.P. Cowbur. *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004).
- [282] J. He, Z. Li, S. Zhang. *J. Appl. Phys.* **99**, 08G509 (2006).
- [283] S. Yang, J.L. Erskine. *Phys. Rev. B* **75**, 220 403 (2007).
- [284] G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Kruger, D.-H. Kim, P. Fischer. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 187 202 (2007).
- [285] M. Hayashi, L. Thomas, Ya.B. Bazaliy, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, S.S.P. Parkin. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197 207 (2006).
- [286] G.S.D. Beach, C. Knutson, C. Nistor, M. Tsoi, J.L. Erskine. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 057 203 (2006).
- [287] Z. Li, S. Zhang. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 207 203 (2004).