

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

на правах рукописи

МАСТИН Аркадий Анатольевич

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ
СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Специальность: 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.–мат. наук,
профессор Н.Н. Сысоев

Москва – 2009

СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ.....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	11
1.1 Линейная динамика доменной стенки	11
1.2 Нелинейная динамика доменной стенки	15
1.3 Неоднородность пленок феррит – гранатов по толщине.....	26
1.4 Доменная структура в двухслойных пленках феррит – гранатов	28
Выводы главы 1	35
ГЛАВА 2. ЧИСЛЕННАЯ СХЕМА РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ СЛОНЧЕВСКОГО МЕТОДОМ ПРОГОНКИ	37
2.1. Определение сеточных коэффициентов разностной схемы задачи и метод сшивки решений на границе слоев	37
2.2. Исследование устойчивости и сходимости разностной схемы ..	40
2.3. Динамика доменной стенки в двухслойных пленках с различными параметрами слоев без учета полей рассеяния ДС.....	43
Выводы главы 2	70
ГЛАВА 3. ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ И АНИЗОТРОПИЕЙ СЛОЕВ.....	71
3.1. Поле рассеяния доменной стенки в двухслойной магнитоодносной пленке	71
3.2 Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения в слоях	78
3.3. Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различной одноосной анизотропией слоев	86
3.4. Сопоставление экспериментальных данных и результатов численной модели	94

Выводы главы 3	105
ГЛАВА 4. ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНЫМ ПАРАМЕТРОМ ЗАТУХАНИЯ ГИЛЬБЕРТА И ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ СЛОЕВ.....	106
4.1 Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различным параметром затухания Гильберта слоев	106
4.2 Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различным гиромагнитным отношением слоев.....	115
Выводы главы 4	126
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	127
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	128
ЛИТЕРАТУРА	130

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. Исследование движения намагниченности в ферримагнетиках представляет собой одно из важных направлений фундаментальной и прикладной физики. Причинами этого являются необходимость познания основных закономерностей динамического поведения спиновой системы магнитоупорядоченных веществ и интенсивное применение этих материалов в современной технике. В основе теорий движения намагниченности, как правило, лежит уравнение, предложенное более 70 лет назад Ландау и Лифшицем [1].

Большой интерес исследователей вызывают монокристаллы феррит-гранатов [2]. При этом среди объектов исследований особое место занимают монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ) [3, 4].

Интенсивное исследование эпитаксиальных МПФГ в 70-80 годах прошлого века было вызвано, прежде всего, разработкой запоминающих устройств (ЗУ) на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД) [5].

Эпитаксиальные МПФГ обладают уникальной возможностью варьирования химического состава [3]: наличие трех катионных междоузлий с разными размерами позволяет вводить в состав МПФГ более половины всех элементов таблицы Менделеева, что предопределяет многообразие их физических свойств. Наличие трех магнитных подрешеток, связанных ферримагнитным взаимодействием, и наведенной в процессе роста магнитной анизотропии дает возможность в зависимости от состава МПФГ в широких пределах изменять их параметры.

МПФГ обладают уникальными магнитооптическими свойствами: ни в одном известном магнитном материале не достижимо в видимом диапазоне при высокой прозрачности такое фарадеевское вращение, как в висмут-содержащих МПФГ, для которых оно достигает 1 град/мкм и более [6]. Это позволяет использовать Вс-МПФГ в различных магнитооптических устройствах [3]. На основе этих материалов могут быть созданы эффективные модуляторы и дефлекторы видимого и инфракрасного

диапазона, экономичные и эффективные электрически или оптически управляемые транспаранты, пространственно-временные фильтры, управляющие элементы волоконно-оптических линий связи, реверсивные среды для записи информации, устройства для визуализации записи с магнитного носителя, интегрально-оптические устройства, датчики физических полей, дефектоскопы и другие магнитооптические устройства.

Принцип действия многих устройств, в которых используются МПФГ, основан на движении намагниченности. В связи с этим с практической точки зрения исследование динамики ДС в МПФГ представляется актуальным.

С другой стороны, изящество физических явлений, наблюдающихся в МПФГ, вызвало большой интерес и со стороны ученых, занимающихся фундаментальными исследованиями динамических свойств ферромагнетиков [7, 3].

Первый этап развития исследований динамики ЦМД систематизирован в превосходной монографии Малоземова и Слонзуски [2]. Отдельные вопросы динамики ДС и ЦМД нашли отражение также в монографиях других авторов [3, 5, 7].

Основным методом выращивания МПФГ является метод жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава. Важной особенностью жидкофазной эпитаксии является образование переходных поверхностных слоев на границах пленка-подложка (ПП) и пленка-воздух (ПВ), отличающихся по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки [8].

Теория движения доменной стенки (ДС), развитая в указанных выше книгах, посвящена в основном однородным пленкам МПФГ. Несомненный интерес представляют исследования динамических свойств ДС в МПФГ неоднородных по толщине. Актуальность таких исследований существенно повышается в связи с большими успехами в разработке магнитооптических устройств. В этих устройствах для управления движением ДС можно

использовать эффекты, обусловленные неоднородностью пленки по толщине и существованием переходных слоев.

Цели диссертационной работы

Целью диссертационной работы является численное исследование динамики ДС в магнитоодноосной сильноанизотропной двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения, одноосной магнитной анизотропией, безразмерным параметром затухания Гильберта и гиромагнитным отношением в слоях в двухслойной пленке в приближении Слончевского [2]. В работе были поставлены следующие задачи:

1. Разработка и анализ численной схемы решения уравнений Слончевского, описывающих динамику сквозной ДС в двухслойной пленке с различными параметрами слоев.

2. Исследование особенностей скрученной структуры ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев, а также исследование зарождения и динамики горизонтальных блоховских линий (ГБЛ) в данном случае.

3. Исследование влияния внешнего магнитного поля на скорость ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения, одноосной анизотропией, параметром затухания Гильберта и гиромагнитным отношением слоев.

4. Исследование влияния намагниченности насыщения, одноосной анизотропии, параметра затухания Гильберта, гиромагнитного отношения и толщины слоев пленки на зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС.

Научная новизна работы.

1. Впервые на основе предложенной схемы решения уравнений Слончевского рассчитана скрученная структура ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев.

2. Впервые обнаружены максимумы на зависимости скорости ДС в области нестационарного движения, связанные со сложным механизмом движения ГБЛ.

3. Впервые исследовано влияние намагниченности насыщения, одноосной магнитной анизотропии, параметра затухания Гильберта, гироманитного отношения и толщины слоев пленки на поле и скорость срыва стационарного движения ДС.

4. Впервые показано, что в рамках модели Слончевского в двухслойной пленке с разным знаком гироманитного отношения слоев возможно существенно увеличить как поле, так и скорость срыва стационарного движения ДС.

Достоверность полученных результатов подтверждается совпадением результатов расчетов с экспериментальными данными и результатами численных расчетов других авторов.

Практическая значимость работы.

Предложенная схема расчета динамики ДС в двухслойной магнитоодноосной сильноанизотропной пленке может быть использована для исследования динамики ДС в многослойных пленках, для дальнейших исследований влияния анизотропии и поля в плоскости пленки на динамику ДС. Схема расчета также позволяет исследовать взаимодействие ДС с различными видами магнитных неоднородностей, возникающими на ее пути при движении, а также динамику ДС в пленках переменной толщины. Результаты по исследованию динамики ДС, в двухслойной пленке полученные в работе могут быть использованы при разработке новых магнитных материалов.

Научная значимость

Выявленные в настоящей работе закономерности при движении ДС в двухслойных МПФГ под действием внешнего магнитного поля и механизмы

срыва стационарного движения этих пленок вносят значительный вклад в дальнейшее развитие ферромагнетодинамики.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Минимальное поле и скорость срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке достигается при равной намагниченности и равной одноосной анизотропией слоев пленки.
2. Обнаруженные в области нестационарного движения пики скорости ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения, одноосной анизотропией и параметром затухания Гильберта объяснены механизмом движения ГБЛ.
3. Увеличение параметра затухания Гильберта одного из слоев пленки линейно увеличивает поле срыва стационарного движения ДС и не влияет на скорость срыва стационарного движения ДС.
4. В двухслойной пленке с разным знаком гироманитного отношения слоев, возможно, увеличивать поле и скорость срыва стационарного движения ДС за счет компенсации общего момента сил действующего на намагниченность в ДС.

Апробация работы. Материалы диссертации обсуждались на V Всероссийской молодежной научной школе “Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение” (Саранск, 2006), XIV Международной научной конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов 2007” (Москва, 2007), Научной конференции “Ломоносовские чтения” (Москва, 2007), VI Всероссийской молодежной научной школе “Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение” (Саранск, 2007), XV Международной научной конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов 2008” (Москва, 2008), Научной конференции “Ломоносовские чтения” (Москва, 2008). Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2008), VII Всероссийской молодежной научной школе “Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики:

физические свойства и применение” (Саранск, 2008), Молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, 2008).

Объем и содержание работы. Объем диссертации составляет 137 страница текста, включая 129 рисунков, 9 таблиц.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заканчивающихся выводами, списка основных результатов и выводов, списка обозначений и условных сокращений и списка литературы из 78 наименований.

Во введении показана актуальность темы исследования, сформулированы цель и задачи работы, ее научная новизна, практическая и научная значимость, основные положения, выносимые на защиту, и описана структура диссертации.

Глава 1 представляет собой литературный обзор, в котором описываются экспериментальные и теоретические данные по структурам ДС в ферромагнитных материалах. Рассмотрена линейная и нелинейная динамика ДС и численные методы ее исследования. Обсуждается доменная структура двухслойных пленок феррит – гранатов. Представлены экспериментальные результаты, свидетельствующие о неоднородности пленок феррит-гранатов по толщине.

В главе 2 рассмотрена численная схема решения задачи и проанализирована устойчивость и сходимость схемы. Обсуждается определение сеточных коэффициентов разностной схемы задачи и метод сшивки решений на границе слоев. Исследована устойчивость и сходимость разностной схемы. Особенности разностной схемы продемонстрированы на примере ее использования для исследования динамики ДС в двухслойных пленках в приближении Слончевского без учета полей рассеяния.

Глава 3 посвящена исследованию зависимости скорости ДС и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения и магнитной анизотропией слоев от внешнего магнитного поля. Определены зависимости скорости и поля

срыва стационарного движения ДС от намагниченности насыщения, константы одноосной магнитной анизотропии и толщины слоев пленки. Исследованы поле рассеяния и скрученная структура ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев. Проведено сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными.

Глава 4 посвящена исследованию динамики ДС с учетом полей рассеяния в двухслойной пленке с различным параметром затухания Гильберта и гиромагнитным отношением слоев. Определены зависимости скорости ДС и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от внешнего магнитного поля, а также зависимости скорости и поля срыва стационарного движения ДС от параметра затухания Гильберта, гиромагнитного отношения и толщины слоев пленки.

В заключении сформулированы основные выводы диссертации.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Линейная динамика доменной стенки

Фундаментальным исходным уравнением при теоретическом анализе динамики ДС является предложенное Ландау и Лифшицем [1] уравнение движения намагниченности:

$$\frac{1}{\mu} \frac{dM}{dt} = [H_{eff} M] + \Lambda \left(H_{eff} - \frac{(H_{eff} M) M}{M^2} \right), \quad (1.1)$$

где $\mu = e/m_e c$, e – абсолютная величина заряда электрона, m_e – его масса, c – скорость света, $H_{eff} = -\delta\omega_V / \delta M$ – эффективное поле, ω_V – объемная плотность энергии, включающая энергии неоднородного обменного взаимодействия и одноосной магнитной анизотропии, магнитостатическую энергию и энергию намагниченности во внешнем поле. Предполагается, что параметр затухания Ландау – Лифшица $\Lambda \ll M$. Второй член справа является диссипативным и влияет только на амплитуду прецессии намагниченности, но не на величину вектора M . Уравнение (1.1) обычно используют в записи Гильберта [9]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma [M H_{eff}] + \frac{\alpha}{M} \left(M \frac{dM}{dt} \right), \quad (1.2)$$

где α – безразмерный параметр затухания Гильберта, γ – гиромагнитное отношение.

В [1] впервые была развита теория движения одномерной 180° ДС в пределе малых скоростей и получено линейное соотношение между скоростью ДС и внешним полем, направленным вдоль оси легкого намагничивания. Дальнейшее развитие теория получила в работе Уокера [10], который нашел точное решение для случая ферромагнетика с

одноосной магнитной анизотропией. В сферических координатах уравнение (1.1) сводится к двум уравнениям:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\gamma}{M \sin \theta} \frac{\delta \omega}{\delta \varphi} - \alpha \sin \theta \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1.3)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} \sin \theta = \frac{\gamma}{M} \frac{\delta \omega}{\delta \theta} + \alpha \frac{d\theta}{dt}. \quad (1.4)$$

По предположению динамическая структура блоховской стенки отличается от статической тем, что магнитные моменты отклонены относительно плоскости ДС на угол $\varphi = \text{const}$, т.е. ориентация намагниченности зависит только от координаты y . Для скорости ДС была получена формула [11]:

$$V = \frac{\gamma \Delta H}{\alpha} \left\{ 1 + \frac{1}{2Q} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{H}{H_w} \right)^2} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.5)$$

где Δ – ширина ДС, Q – фактор качества материала и:

$$H_w = 2\pi M \alpha, \quad (1.6)$$

– так называемое пороговое поле Уокера. Стационарное, происходящее с сохранением структуры, движение ДС возможно только при $H < H_w$. На рис. 1.1 представлены рассчитанные по формуле (1.5) для разных Q зависимости V от внешнего магнитного поля. Их нелинейный характер при $Q < 1$ объясняют [12] динамическим уменьшением ширины ДС по мере возрастания H , поскольку в этом случае $\Delta = (AK)^{1/2} (1 + H^2/2\alpha K)^{-1/2}$, где K – константа одноосной магнитной анизотропии.

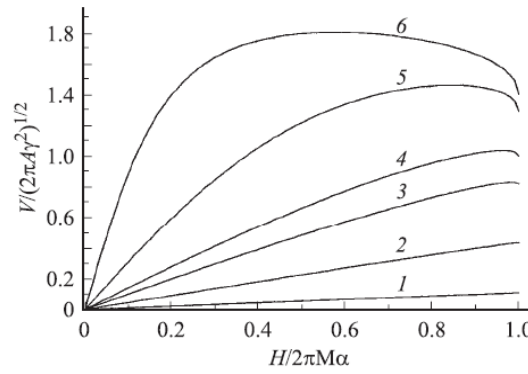


Рис.1.1 Зависимость скорости V ДС от внешнего поля по одномерной модели, рассчитанная по формуле (1.5). Значения фактора качества Q : 1 – 100, 2 – 5, 3 – 1, 4 – 0.5, 5 – 0.1, 6 – 0.01.

Если $Q \rightarrow \infty$, то вплоть до $H=H_w$ скорость ДС удовлетворяет соотношению:

$$V = \mu H = \frac{\gamma \Delta H}{\alpha}, \quad (1.7)$$

где линейная подвижность ДС:

$$\mu = \alpha^{-1} \Delta \gamma. \quad (1.8)$$

Когда $Q \gg 1$, задача о динамике одномерной 180° ДС упрощается. Структура ДС определяется тогда в первую очередь обменным взаимодействием и одноосной магнитной анизотропией, а силы магнитостатического происхождения являются поправками. Как следствие ширина ДС не меняется при движении, а полярный угол равен:

$$\theta = 2 \arctg \exp\left(\frac{y - q(t)}{\Delta}\right), \quad (1.9)$$

где q - смещение ДС. Из уравнений (1.3) и (1.4) с помощью формулы (1.9) можно получить предложенные Слончевским [13] уравнения динамики ДС:

$$\frac{\delta\sigma}{\delta q} = -\frac{2M}{\gamma} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\alpha}{\Delta} \frac{\partial q}{\partial t} \right), \quad (1.10)$$

$$\frac{\delta\sigma}{\delta\varphi} = \frac{2M}{\gamma} \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \alpha\Delta \frac{\partial\varphi}{\partial t} \right), \quad (1.11)$$

где σ – поверхностная энергия ДС.

Уравнение (1.10) связывает скорость прецессии намагниченности в ДС с давлением на стенку, обусловленным запасенной энергией и с „демпфирующим“ давлением $(2M\alpha/\Delta\gamma)(\partial q/\partial t)$. Уравнение (1.11) связывает скорость ДС с действующими на намагниченность вращающими моментами, обусловленных запасенной энергией $\delta\sigma/\delta\varphi$, и демпфированием $(2M\alpha\Delta/\gamma)(\partial\varphi/\partial t)$. Если величине $2M\varphi/\gamma$ придать смысл импульса, канонически сопряженного с координатой q , то уравнения (1.10) и (1.11) примут вид уравнений Гамильтона, и с помощью формулы (1.9) их можно записать как:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \gamma H - \frac{\alpha}{\Delta} \frac{\partial q}{\partial t}, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = 2\pi M\Delta\gamma \sin 2\varphi + \alpha\Delta \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{\pi\Delta\gamma}{2} (H_x \sin\varphi - H_y \cos\varphi) + \frac{\gamma\Delta K_p}{M} \sin(\varphi - \psi_p), \quad (1.13)$$

где K_p – константа анизотропии в плоскости пленки.

Движение ДС при $H_{x,y}=K_p=0$ можно представить следующим образом: под действием поля H , направленного вдоль оси z , магнитные моменты поворачиваются вокруг этой оси на угол φ и выходят из плоскости ДС. В этом случае появляются нормальная к ДС компонента намагниченности M_y и соответствующее ей поле размагничивания $H_d=4\pi M_y$, которое имеет компоненту $H_\perp=2\pi M\sin\theta\cos 2\varphi$, перпендикулярную магнитным моментам в ДС и в доменах. Магнитные моменты прецессируют по углу θ относительно поля $H_\perp$, и скорость ДС пропорциональна $\partial\theta/\partial t$. Когда моменты поворачиваются на угол $\theta = \pi$, ДС смещается на расстояние, равное ее ширине.

Экспериментальное исследование [8] линейной динамики ДС показало, что только в МПФГ с компенсацией момента импульса (КМИ) поле и скорость срыва стационарного движения ДС совпадают с соответствующими уокеровскими значениями, что объясняется неоднородностью пленок в переходных поверхностных слоях [14]. В других пленках уокеровские значения поля и скорости не достигаются.

1.2 Нелинейная динамика доменной стенки

Согласно одномерной теории нелинейного движения ДС [2, 13, 10] вид кривой $V(H)$ зависит от безразмерного параметра затухания Гильберта и для безграничного одноосного ферромагнетика с $\alpha < 1$ зависимость $V(H)$ состоит из трех характерных участков. Первый (линейный) участок соответствует стационарному движению ДС с линейной подвижностью μ (1.8). После превышения уокеровского порога H_W начинается второй (нелинейный) участок, соответствующий нестационарному осцилляторному движению ДС с отличной от нуля средней скоростью. Нелинейный участок с ростом поля переходит в третий (линейный) участок зависимости $V(H)$ с положительной дифференциальной подвижностью:

$$\mu_0 = \frac{\alpha \Delta_0}{(1 + \alpha^2)}, \quad (1.14)$$

соответствующий движению ДС в режиме "свободной прецессии". В случае $\alpha > 1$ нелинейный участок отсутствует. Заметим, что к соотношению (1.14) можно прийти на основании закона сохранения энергии без использования в теории какого-либо конкретного механизма движения векторов намагниченности [2, 13]. Это позволяет предположить, что оно носит общий характер, чем только для случая свободной прецессии.

Полученный в одномерной теории теоретически вид кривой $V(H)$ подтвержден экспериментально (рис.1.2, [15]) как для $\alpha \leq 1$, так и для $\alpha \geq 1$, а также $\alpha \gg 1$ [6, 15]. Более того, измеренные в эксперименте значения μ предложено использовать для определения из соотношения (1.8) безразмерного параметра затухания [6].

В соответствии с одномерной моделью в поле, превышающем уокеровское H_w , движение ДС становится нестационарным и имеет периодический характер с чередованием поступательной и возвратной фаз [13, 16]. Благодаря потерям на эти осцилляции накладывается поступательное перемещение ДС, и при $Q \gg 1$ ее средняя скорость [13]:

$$V = 2\pi M \Delta \gamma \left(\frac{H}{2\pi M \alpha} - \frac{\sqrt{(H/2\pi M \alpha)^2 - 1}}{1 + \alpha^2} \right). \quad (1.15)$$

Зависимость (1.15) изображена на рис. 1.2.

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 ДС содержит осциллирующие участки, которые двигаются вдоль нее волнами [13]. В поле $H \gg 2\pi M \alpha$ скорость ДС равна [2]:

$$V \cong \Delta \gamma \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left(H + \frac{(2\pi M)^2}{2H} \right) \approx \gamma \Delta \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} H. \quad (1.16)$$

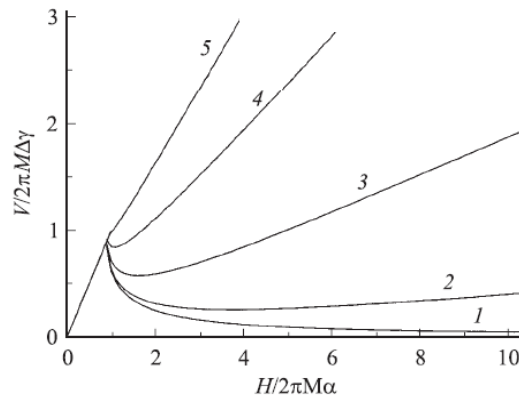


Рис. 1.2. Зависимость скорости ДС от магнитного поля согласно одномерной модели при $Q \gg 1$ и различных значениях параметра затухания α : 1 – 0.01, 2 – 0.2, 3 – 0.5, 4 – 1, 5 – 2..

В двумерных моделях, основанных на концепции блоховских линий, учитывают изменения параметров не только в направлении, перпендикулярном ДС, но и направлении, перпендикулярном плоскости пленки [2, 17, 18]. Эти модели дают такое же выражение для линейной подвижности ДС, что и одномерная теория. Однако согласно им срыв стационарного движения ДС происходит в меньшем поле, чем порог Уокера.

Для частного случая одиночной плоской ДС это пороговое поле (порог Слончевского) определяется как [2, 19]:

$$H_p = \frac{23.8A^{0.5}\alpha}{h}, \quad (1.17)$$

а соответствующая предельная скорость – как:

$$V_p = \frac{23.8A\gamma}{K^{0.5}h}. \quad (1.18)$$

В полях $H > H_p$ для скорости насыщения получено соотношение [20]:

$$V_s = k_{\text{от}} V_p, \quad (1.19)$$

где значение коэффициента пропорциональности $k_{\delta n} < 1$ зависит от конкретного механизма движения блоховских линий.

Для случая очень толстой пленки, когда можно пренебречь магнитными полями рассеяния, в предположении, что скорость ДС обусловлена вращающими моментами, связанными только с полями рассеяния, для скорости насыщения получено [2]:

$$V_s = V_L = 0.4\pi\gamma M_s \Delta_0. \quad (1.20)$$

Соотношение (1.20) хорошо описывают скорость насыщения многих материалов с ЦМД, хотя и не имеет надежного теоретического обоснования. В [2] предположено, что влияние полей рассеяния, приводящее к соотношению (1.19), каким-то образом сводится на нет благодаря прецессии поверхностных спинов.

В соответствии с двумерной моделью срыв стационарного движения происходит, когда ДС достигает скорости, при которой ГБЛ, занимающая положение в критических точках z_1 или z_2 вблизи поверхности образца, становится неустойчивой и аннигилирует. Неустойчивость возникает, когда угол разворота спинов в ГБЛ равен 2π . Было высказано предположение [21], что рассеиваемая при аннигиляции энергия равна энергии ГБЛ в критической точке, и для $\alpha \rightarrow 0$ получено выражение (1.18) для максимальной скорости стационарного движения.

Другой подход при анализе динамики ДС, основанный на использовании гиротропной силы [17], при $\alpha^2 \ll 1$ дает такую же формулу для максимальной скорости ДС.

В [22] было высказано предположение, что ГБЛ аннигилирует непосредственно у поверхности пленки. Поскольку энергия блоховской линии возрастает по мере ее приближения к поверхности, то потенциальный барьер dW_L/dz , препятствующий смещению ГБЛ, увеличивается. При этом

должна возрастать и скорость ДС, при которой ГБЛ преодолевает этот барьер. В результате максимальная скорость стационарного движения заметно превышает скорость Слончевского (1.18) и слабо зависит от толщины пленки.

В рамках аналитического подхода [23, 24] рассматривалась ДС, в которой скручивание спинов магнитным полем рассеяния поверхностных зарядов происходит по всей толщине пленки, т.е. отсутствуют приповерхностные участки неелевского типа. Распределение спинов описывается пробной функцией $\varphi(z)$, такой что на поверхности пленки $\varphi = \pm 0.4\pi$. В этой структуре не возникают ГБЛ и срыв стационарного движения происходит при достижении скорости:

$$V_m = 2.36\pi M\Delta\gamma. \quad (1.21)$$

В этом случае отличие от уокеровского предела (1.6) связано с тем, что магнитное поле рассеяния поверхностных зарядов действует вблизи поверхности пленки так же, как приложенное извне постоянное магнитное поле в плоскости, что и приводит к увеличению V_m .

В рамках двумерной модели обсуждалось несколько вариантов поведения ДС при нестационарном движении. Так, согласно [19], структура ДС периодически изменяется из-за перемещения в ней ГБЛ. В момент, когда у одной из поверхностей пленки аннигилирует самая первая ГБЛ, вблизи этой же поверхности зарождается вторая линия в таком месте, чтобы обеспечивался непрерывный рост фазового угла φ , усредненной по толщине пленки. Вторая ГБЛ смещается к противоположной поверхности и аннигилирует, при этом одновременно зарождается третья линия, и так до тех пор, пока приложено внешнее магнитное поле. Мгновенная скорость ДС периодически осциллирует, поскольку связана с положением ГБЛ. Если за один период в ДС образуется и аннигилирует одна ГБЛ, и при аннигиляции линии рассеивается не вся запасенная энергия, то при $\alpha \rightarrow 0$ можно получить

следующее выражение для средней скорости нестационарного движения [13]:

$$V_s = \frac{7.1\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (1.22)$$

Эта, так называемая, скорость насыщения не зависит от магнитного поля и меньше максимальной скорости Слончевского. Учет диссипативных потерь при движении ГБЛ приводит к формуле [29]:

$$V = V_s + \mu_H H, \quad (1.23)$$

где:

$$\mu_H = \frac{\Delta\gamma}{\alpha} \left(1 + \frac{\pi^2 \Lambda}{2\alpha^2 h} \right)^{-1}. \quad (1.24)$$

Другой вариант механизма с одиночной ГБЛ состоит в том, что линия аннигилирует не в критической точке, а на расстоянии $\sim \Lambda_{HBL}$ от поверхности пленки. В этом случае выражение для средней скорости ДС отличается тогда от (1.22) числовым коэффициентом, равным 14-20. Различие связано с тем, что нахождению ГБЛ вблизи поверхности пленки отвечает не только более высокая скорость срыва стационарного движения ДС, но и более высокая мгновенная скорость ДС при нестационарном движении [22]. В [25] была предпринята попытка учесть прецессию спинов не только в пределах ГБЛ, но и в остальной части ДС: утверждалось, что прецессия возникает в полях $H > 2\pi Ma$ в середине пленки, где отсутствует поле рассеяния поверхностных зарядов, и что она однородна по толщине образца. Формула для скорости насыщения имела здесь вид [22]:

$$V_s = 0.38\pi\Delta\gamma M + \frac{7.1\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (1.25)$$

Возможен также вариант преобразования структуры ДС с „накапливанием” линий, когда первая ГБЛ, 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 ГБЛ, и когда плотность линий становится критической, они „раскручиваются”. За интервал времени, в течение которого ГБЛ перемещается, ДС движется со средней скоростью [22]:

$$V_s = \frac{13.2\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (1.26)$$

Выводы двумерной модели с ГБЛ справедливы в так называемом квазистационарном приближении, когда ДС сохраняет квазиплоскую форму, а ГБЛ смещается медленно по сравнению с временем установления этой формы. В МПФГ толщиной в несколько микрон эти условия выполняются, если H не превышает 10 – 15 Ое. Таким образом, из модели [2] следует, что эффект насыщения скорости имеет место лишь при $a \rightarrow 0$, а в противном случае скорость ДС должна возрастать с увеличением H . Экспериментально зависимость скорости ДС от поля H , превосходящего некоторое критическое исследовалась в [15].

Зависимость скорости ДС от внешнего магнитного поля изучалась во многих экспериментальных работах, но лишь в некоторых из них в отсутствие постоянного магнитного поля либо магнитной анизотропии в плоскости образца наблюдался максимум скорости [14, 26]. При этом только метод Рандошкина [27, 28], в котором регистрируется перемещение ДС домена с обратной намагниченностью, зарождающегося при импульсном перемагничивании МПФГ в процессе действия каждого импульса магнитного поля и коллапсирующего после его окончания. Этот метод

обеспечивает постоянство магнитного поля, действующего на ДС в процессе ее движения, а также повышенную точность измерений. В других методах, в частности, в методе динамического коллапса ЦМД [29], в методе трансляционного продвижения ЦМД под действием импульсного неоднородного магнитного поля [30], даже при использовании ВСФ [31] для прямого наблюдения движущегося ЦМД, в методе качания [32], магнитное поле, действующее на ДС, не только изменяется в процессе ее движения, но и не контролируется [33].

В работе [34], 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 формуле (1.22).

Исследование пленок $(\text{Y},\text{Eu},\text{Tb})_3(\text{Fe},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{Y},\text{Sm},\text{Ca})_3(\text{Fe},\text{Ge})_5\text{O}_{12}$ методом динамического коллапса ЦМД, не содержащих ВЛБ, проведено в работе [14]. На полученной экспериментальной зависимости $V(H)$ (рис. 1.3), имеет место максимум, в котором скорость $V \approx 20$ м/с, что намного меньше скорости Уокера $V_w=93$ м/с, и поэтому срыв стационарного движения нельзя объяснить с помощью одномерной модели.

Отметим, тем не менее, что вычисленная для данной пленки скорость $V_w \sim 22$ м/с близка к экспериментальному значению. В [35] максимальное значение скорости было также близко к рассчитанной по (1.18).

Скорость, по достижении которой происходит срыв стационарного движения ДС, меняется, если перпендикулярно ОЛН приложено постоянное поле H_{pl} . Из сопоставления экспериментальных данных о зависимости V_m от H_{pl} с теорией можно сделать определенные выводы относительно механизма срыва стационарного движения. Аналитический подход к решению задачи о влиянии H_{pl} на срыв стационарного движения ДС в рамках одномерной модели развивался в [36].

В двумерной модели при аналитическом подходе различают области слабых и сильных полей H_{pl} . и поле слабое ($H_{pl} < M$) и не подавляет

зарождение ГБЛ, то благодаря ему появляется вклад в зеемановскую энергию линии, дополнительный к вкладам из-за полей рассеяния поверхностных зарядов и размагничивания. В результате производная dW_L / dz увеличивается, и чтобы ГБЛ преодолела потенциальный барьер и приблизилась к поверхности пленки, скорость ДС должна возрасти. Соответствующие формулы для V_m были получены только для ситуации, когда H_{pl} параллельно плоскости ДС и ее исходному суммарному магнитному моменту [37].

Если магнитное поле в плоскости образца сильное ($H_{pl} > 8M$), то строгий анализ приводит к зависимости вида $V_m \sim H_{pl}$ как в случае, когда H_{pl} параллельно плоскости ДС [38], так и в случае, когда оно перпендикулярно этой плоскости [39]. Если для простоты предположить, что перпендикулярно плоскости ДС приложено сильное поле $H_{pl} > 8M$, которое превосходит поле рассеяния поверхностных зарядов и подавляет скручивание спинов, то: [40]:

$$V_m = \frac{\pi}{2} \Delta \gamma H_{pl} . \quad (1.27)$$

Зависимости $V_m(H_{pl})$, найденные в [41, 36, 37, 40], представлены на рис. 1.4.

Результаты исследований МПФГ $(Y, Eu)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ методом трансляционного продвижения ЦМД с использованием ВСФ в поле $H_{pl} < 8M$ перпендикулярном направлению смещения ЦМД, не согласуются с зависимостью $V_m(H_{pl})$ не согласовывалась с использованными формулами теории [42].

В [43, 44] методом „качания“ изучалось движение полосового домена в поле H_{pl} , параллельном плоскости ДС. В работе [43] измерения выполнены на МПФГ $(Y, Eu, Yb, Ca)_3(Fe, Ge)_5O_{12}$, и при $H_{pl} \approx M$ получено согласие с предложенной в этой же работе формулой.

В работе [44] с этой же формулой согласовывались данные измерений лишь для одного из трех исследованных образцов. В [45] применялся метод

„качания” ЦМД, и в поле $H_{pl} < 8M$, направленном параллельно продвигающему градиентному полю, характер экспериментальной зависимости $V_m(H_p)$ соответствовал результату численного расчета в [46].

В работе [47] выясняли, насколько можно повысить скорость ДС в МПФГ, прикладывая магнитное поле в плоскости пленки. Для этой цели была выбрана сильно анизотропная пленка $(\text{Bi,Y,Lu,Gd})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ с $Q = 60$. В отсутствие H_{pl} имеет место насыщение скорости ДС на уровне 5,5 м/с (рис. 1.5., кривая 1). Зависимость $V(H_{pl})$ для такой пленки приведена на рис. 1.6. Видно, что максимальная скорость ДС, наблюдавшаяся в эксперименте при $H = 372 \text{ Э}$ и $H_{pl} = 4,5 \text{ кЭ}$, составляет $\sim 3 \text{ км/с}$. Следовательно, приложение магнитного поля H_{pl} позволяет повысить скорость ДС в МПФГ почти на три порядка величины.

На кривой $V(H_{pl})$ (рис. 1.5) можно выделить линейный участок с наклоном 80 см/(сЭ). Из соотношения (1.6) для этого наклона получаем значение 79 см/(сЭ).

Дополнительная анизотропия в плоскости пленки также влияет на срыв стационарного движения. В [48], где использовалась одномерная модель, сделан вывод, что, когда ДС параллельна оси дополнительной анизотропии, ее максимальная скорость возрастает с увеличением константы K_p и превышает скорость ДС, ориентированной перпендикулярно к оси анизотропии. Предсказываемая теорией анизотропия V_m была подтверждена экспериментально в [49] на пленках $(\text{Y,Gd})_3(\text{Fe,Mn,Ga})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией типа (110) и ромбической магнитной анизотропией, но сами скорости V_m были в 2–3 раза меньше, а различие между ними существенно больше, чем следовало из теории. Было выдвинуто предположение, что срыв стационарного движения связан с зарождением ГБЛ, но зависимость V_m от толщины пленки, которая должна была бы наблюдаться в этом случае, экспериментально не была найдена.

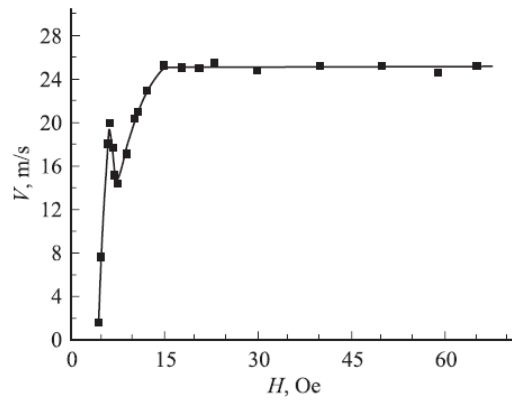


Рис. 1.3. Зависимость скорости ДС V от амплитуды H импульсов магнитного поля для пленок $(Y,Sm,Ca)_3(Fe,Ge)_5O_{12}$ [14].

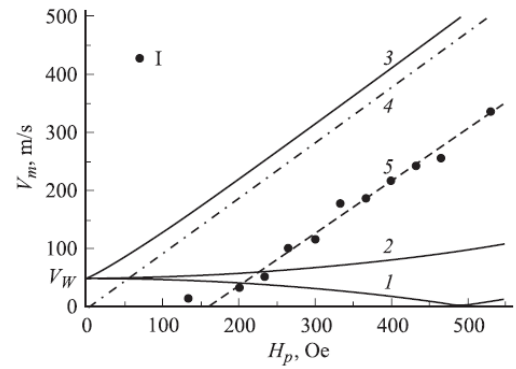


Рис. 1.4. Зависимость максимальной скорости ДС V_m от постоянного магнитного поля H_p , приложенного в плоскости пленки $(Y,Be)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ ([50]). I – экспериментальные значения; 1 – расчет по формуле из [36], поле H_p перпендикулярно плоскости ДС; 2 – расчет по формулам из [41] и [36]; поле H_p параллельно плоскости ДС; 3 – расчет по формуле из [37]; 4 – расчет по формуле из [40]; 5 – экстраполяция экспериментальных данных линейным соотношением.

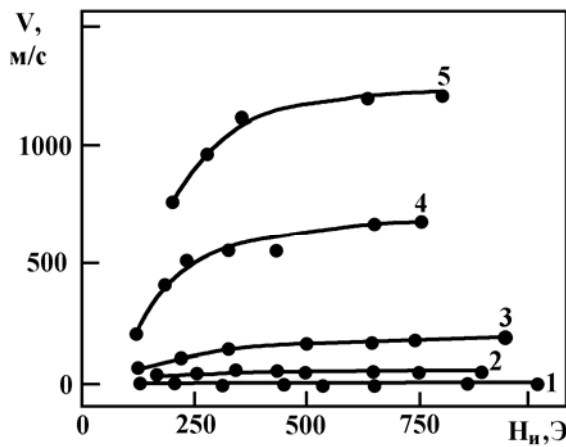


Рис. 1.5. Зависимость скорости ДС V от амплитуды импульсного магнитного поля H для сильно анизотропной Вс-МПФГ с малым затуханием для нескольких значений приложенного в плоскости ДС планарного магнитного поля H_{pl} , Э: 1 - 0; 2 - 400; 3 - 850; 4 - 1500; 5 - 2300.

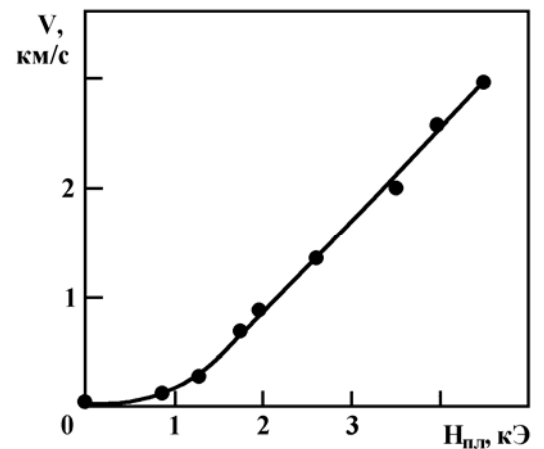


Рис. 1.6. Зависимость скорости ДС V от приложенного в плоскости ДС планарного магнитного поля H_{pl} для высокоанизотропной Вс-МПФГ с малым затуханием при $H=372$ Э.

1.3 Неоднородность пленок феррит – гранатов по толщине

Неоднородность состава МПФГ было исследовано в [51] методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии на примере МПФГ $Y_3Fe_5O_{12}$ и висмутсодержащей МПФГ различных составов.

Результаты профильного анализа МПФГ $Y_3Fe_5O_{12}$ показаны на рис.1.7. Поверхностный слой толщиной $4 \div 6$ нм по сравнению с основным объемом пленки обеднен железом (на 18 %), Ионы Fe^{2+} , Fe^{4+} и Pt^{4+} в пределах чувствительности метода не были обнаружены. Ионы Pb^{2+} и Pb^{4+} соответственно замещают часть ионов Y^{3+} и Fe^{3+} в c – и a – подрешетках. Это приводит к снижению содержания иттрия и железа на поверхности пленки. После стравливания слоя ПВ сигнал от Pb уменьшался до уровня шума. Распределение элементов по объему пленки равномерное.

Переходная по составу область на границе ПП начинается на расстоянии $50 \div 60$ нм от поверхности подложки. В этой области интенсивности сигналов от Fe и Y уменьшаются от стационарных значений до уровня шума, а от Gd и Ga возрастают от уровня шума до значений, характерных для объема подложки. Это можно объяснить частичным растворением подложки на начальной стадии роста. Подложка ГГГ не позволяет идентифицировать Pb в слое ПП вследствие экранировки его электронных линий линиями Gd. Однако о наличии свинца на границе ПП косвенно свидетельствует ход кривых распределения Fe, Y, Ga и Gd на глубине $170 \div 230$ нм от поверхности пленки, где интенсивности сигналов от Fe и Y упали до уровня шума, а от Ga и Gd еще не достигли стационарных значений. Концентрация кислорода в слое ПП возрастает на 30 % по сравнению с объемом пленки и подложки, что свидетельствует о нестехиометричности граната.

На рис.1.8 представлен профиль концентраций элементов для МПФГ, (слои ПВ и ПП изображены в увеличенном по оси абсцисс масштабе). Видно, что распределение элементов в слоях ПВ и ПП заметно отличается от объемного. В частности, в слое ПВ толщиной 0,15 мкм содержание Y

изменяется в 2,7 раза, а содержание Bi в 2,0 раза. Содержание Pb на поверхности МПФГ почти на порядок выше, чем в объеме пленки.

Толщина слоя ПП определяется распределением Ga и Gd и для некоторых образцов может составлять более 1 *мкм*. Глубина проникновения этих элементов увеличивается с ростом h , что свидетельствует о протекании процесса твердотельной диффузии во время эпитаксиального роста МПФГ.

Характерной особенностью всех Bi-содержащих МПФГ является повышенное содержание висмута в слое ПВ, формирующемся после извлечения подложки из раствора-расплава. Это связано с большой концентрацией Bi_2O_3 в растворе-расплаве (10 ÷ 50 мол.%), поэтому по мере наращивания слоя ПВ и обеднения вследствие этого остатков раствора-расплава другими гранатообразующими элементами относительная концентрация Bi в нем и, следовательно, в пленке увеличивается.

В работе [52] методом рентгеноспектрального электронно-зондового микроанализа исследована послойная структура МПФГ толщиной от 0.7 до 1.4 *мкм* (рис 1.9). Пленки были выращены методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава. При погружении подложки происходит некоторое подтравливание $(\text{Bi}, \text{Y}, \text{Ca})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ подложки, вследствие чего слой ПП обогащен ионами Ga^{3+} и Ga^{3+} , уменьшающими намагниченность насыщения феррит-граната. Образование переходного слоя ПВ происходит из-за обеднения ферритообразующими компонентами граничащего с подложкой диффузионного слоя раствора расплава и связанного с этим возрастания вхождения в структуру ферритовой пленки ионов Pb^{2+} из растворителя, которое сопровождается появлением ионов Fe^{4+} в тетраэдрических и Pb^{4+} , Fe^{2+} в октаэдрических узлах положениях граната.

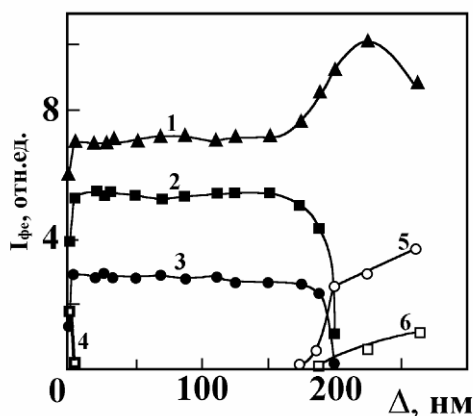


Рис.1.7. Распределение элементов по толщине МПФГ $Y_3Fe_5O_{12}$: 1 - O; 2 - Fe; 3 - Y; 4 - Pb; 5 - Ga; 6 - Gd.

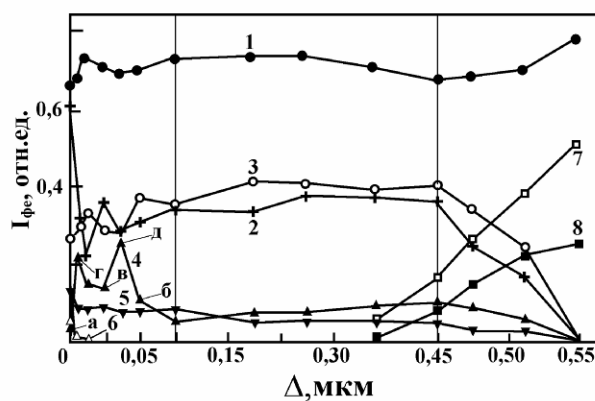


Рис.1.8. Распределение элементов по толщине МПФГ $(Bi,Y,Ca)_3Fe_5O_{12}$: 1 - O; 2 - Y; 3 - Fe; 4 - Ca; 5 - Bi; 6 - Pb; 7 - Ga; 8 - Gd

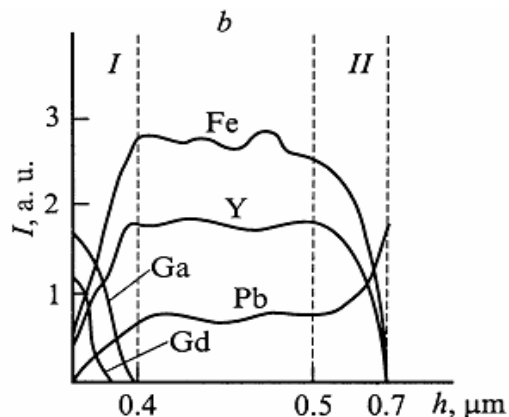
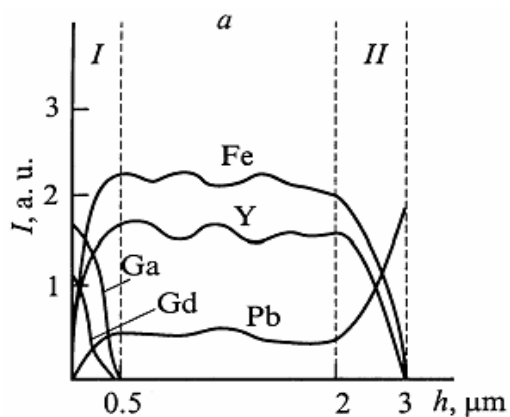


Рис. 1.9. Распределение химических элементов по толщине пленки МПФГ. I-пленка-подложка, II-пленка-воздух.

1.4 Доменная структура в двухслойных пленках феррит – гранатов

Доменные структуры двухслойных пленок можно разбить на две группы, характеризующиеся направлением намагниченности покрывающего слоя, которая может быть как перпендикулярной пленке, так и в ее плоскости [53]. Для первой группы рассмотрим две возможности, схематически показанные на рис.1.10. Если температуры компенсации обоих слоев находятся по одну сторону от комнатной температуры, то пленку относят к типу 1, а если по разные стороны, - то к типу 2. Из рис. 1.10 видно, что в пленке типа 1 должна существовать «торцевая» ДС, которая соединяется с ДС, образующей контур ЦМД. С другой стороны,

если в пленке типа 2 в обоих слоях направление результирующих намагниченностей одинаково, то направление намагниченностей подрешеток противоположное, и поэтому на границе между этими слоями должен происходить некоторый разворот намагниченности. Такая магнитная структура на межфазной границе, или «компенсационной плоскости», называется «компенсационной стенкой» [54]. Она имеет почти такую же поверхностную энергию на единицу площади, как и обычная ДС. Основное отличие компенсационной стенки от обычной ДС заключается в том, что она не может перемещаться, а связана с компенсационной плоскостью и не имеет результирующей намагниченности. Если результирующие намагниченности обоих слоев имеют противоположные направления, то в компенсационной плоскости нет никакой стенки. Это означает, что в двухслойной пленке типа 2 ДС ЦМД связаны с компенсационной стенкой, находящейся за его пределами, как это показано на рис. 1.10.

В двухслойных МПФГ с разной намагниченностью насыщения слоев могут существовать так называемые "бистабильные" домены, которые при малых постоянных магнитных полях смещения H_b являются сквозными по всей толщине пленки, а при больших H_b локализованы в слое с более высокой намагниченностью насыщения [55]. Каждый из слоев таких двухслойных пленок выращивали из одного и того же раствора-расплава, но варьировали температуру роста, скорость вращения подложки и время выдержки раствора-расплава при температуре роста. В этих пленках при движении боковой и торцевой ДС несквозных ЦМД под действием однородного импульсного магнитного поля H_p обнаружен эффект баллистического последствия (ДС после окончания импульса магнитного поля продолжает двигаться в том же направлении, что и во время его действия) [56, 57]. Этот эффект объясняется генерацией ГБЛ в структуре ДС и их накоплением на границе раздела слоев. В то же время при движении ДС несквозных полосовых доменов [58] и трансляционном движении

несквозных ЦМД эффект баллистического последствия не наблюдается [59], что свидетельствует об определяющей роли блоховской точки в формировании ГБЛ.

Заметим, что в экспериментах [56, 57, 58, 59] торцевая ДС в НЦМД была не плоской, как принято считать в теории [60, 61], а имела куполообразную форму.

На рис. 1.11 показаны временные зависимости перемещения различных типов стенок: боковой ДС в сквозном полосовом домене (кривая 1); торцевой ДС при переходе полосового домена из сквозного в несквозное состояние (кривая 2); части боковой ДС полосового домена в слое с меньшей намагниченностью насыщения при ее движении ("набегании") (кривая 3).

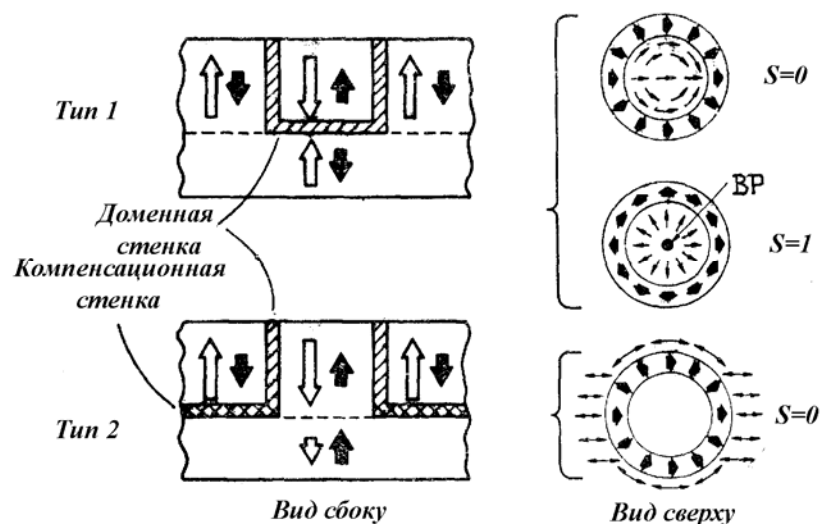


Рис. 1.10. Ориентации подрешеток и структура доменных стенок ДС в двухслойных пленках с ЦМД в верхнем слое [53]. В пленке типа 1 температуры компенсации обоих слоев находятся по одну сторону от комнатной температуры, а в пленке типа 2 - по разные стороны. На рисунке, изображающем вид сверху, жирными стрелками показана намагниченность вертикальной стенки вблизи межфазной границы, светлыми стрелками - намагниченность горизонтальной стенки в межфазной границе

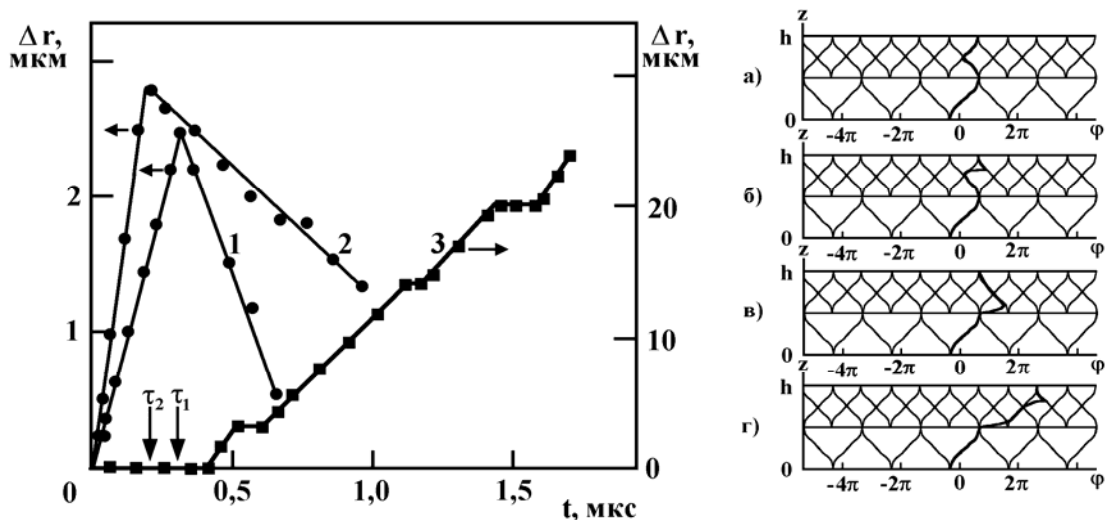


Рис. 1.11. Временные зависимости смещения различных типов ДС в МПФГ с бистабильными ЦМД: 1 – боковая ДС в сквозном полосовом домене при $H_{см} = 0$, $H_{и} = 40$ Э, $\tau_{и} = 0,3$ мкс; 2 – торцевая ДС в несквозном полосовом домене при $H_{см} = 30$ Э, $H_{и} = 148$ Э, $\tau_{и} = 0,2$ мкс; 3 – боковая ДС в слое с меньшей намагниченностью насыщения при набегании при $H_{см} = 0$, $H_{и} = 72$ Э, $\tau_{и} = 5$ мкс (стрелками показан момент окончания импульса поля) [8].

Рис. 1.12. Предполагаемый механизм скручивания структуры ДС несквозного ЦМД. Схематически изображено изменение азимутального угла для вектора намагниченности по толщине пленки в различные моменты времени. Пунктирной линией показана статическая конфигурация ДС [8].

Наличие двух слоев с разной намагниченностью приводит к образованию на их границе заряженного слоя, а ДС в этом слое имеет неелевскую структуру. После приложения достаточно большого поля $H_{и}$ к несквозному ЦМД начинается скручивание ДС, причем оно происходит лишь в первом слое (с меньшей намагниченностью насыщения), где локализована торцевая ДС с блоховской точкой. Возможный механизм этого скручивания схематически иллюстрирует рис. 1.12. В исходном состоянии ДС ЦМД скручена на угол π , причем азимутальный угол φ изменяется от $\pi/2$ на свободной поверхности первого слоя до 0 в центре этого слоя и далее до $+\pi/2$ на границе слоев с разной намагниченностью насыщения. Во втором слое φ изменяется от $+\pi/2$ до $-\pi/2$ на свободной поверхности. Скручивание начинается у свободной поверхности слоя с меньшей $4\pi M_s$ в окрестности блоховской точки путем образования ГБЛ, которая движется к границе раздела слоев с разной намагниченностью насыщения. Заряженный слой

препятствует продвижению ГБЛ, поэтому у границы раздела слоев она останавливается, и здесь зарождается новая ГБЛ, которая движется по направлению к свободной поверхности пленки и, достигнув ее, исчезает. Далее весь процесс повторяется. После окончания импульса поля сила, вынуждающая ГБЛ двигаться вглубь пленки, исчезает, а структура ДС начинает раскручиваться посредством движения и аннигиляции ГБЛ у поверхности пленки. Возникающая за счет движения ГБЛ гиротропная сила заставляет ДС продолжать движение в том же направлении, что и во время действия импульса поля.

Для теоретического описания динамических переходов между состояниями основанная на квазистатическом приближении [2] и предположении насыщения скорости [62]. Однако она плохо описывает экспериментальные данные, поскольку в рамках модели имеет место противоречие между предположениями, что скорость скручивания структуры ДС пропорциональна магнитному полю, а скорость движения ДС не зависит от этого поля. Для устранения этого противоречия было предположено [63], что и скорость скручивания структуры ДС не зависит от магнитного поля (приближение насыщения скорости скручивания структуры ДС). Хотя модель насыщения скорости скручивания и лучше описывает экспериментальные результаты, но расхождение между теорией и экспериментом все равно остается большим.

Влияние температуры на доменную структуру двухслойной пленки было исследовано в работе [64]. Параметры слоев исследуемой пленки выбраны так, чтобы верхний слой обладал точкой компенсации по составу при температуре, близкой к комнатной, а ее параметры сильно зависели от температуры.

В процессе охлаждения от 330 до 4.2 K в исследованной двухслойной пленке происходила сложная перестройка доменной структуры. Характерные типы доменной структуры, реализующиеся в определенных интервалах

температур показаны на рис. 1.13, а соответствующие им модели – на рис.1.14.

В интервале температур $220 \leq T \leq 330$ К доменная структура (рис. 1.13, 1) описывается моделью ДС1 (рис.1.14). Верхний слой имеет нерегулярную доменную структуру, которая состоит из больших доменов неправильной формы, а в нижнем слое наблюдается лабиринтная доменная структура, которая сохраняется в указанном интервале температур.

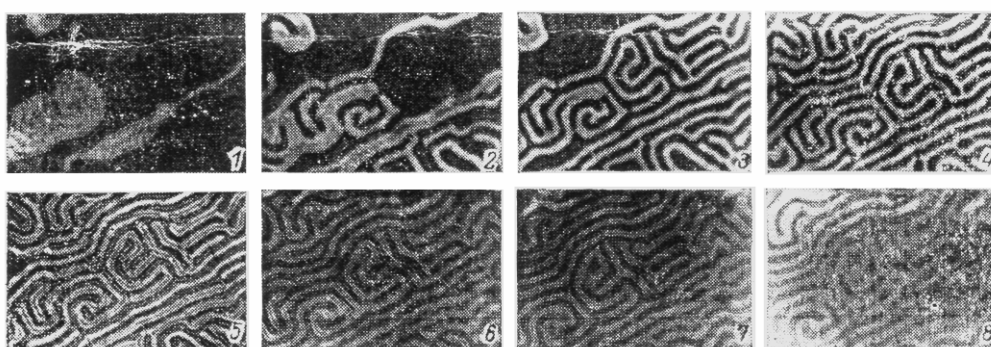


Рис.1.13 Перестройка доменной структуры пленки в процессе её охлаждения от 330 до 4.2 К. Температура T , К: 1 – 330 - 220, 2 – 190, 3 – 180, 4 – 175 – 100, 5, - 100 – 70, 6 – 60, 7 – 30, 8 – 20 – 4.2 [64].

При понижении температуры в интервале $175 \leq T \leq 220$ К (рис. 1.13, 2, 3) доменная структура слоев перестраивается. В верхнем слое постепенно формируется лабиринтная доменная структура, копирующая структуру нижнего слоя. В результате доменные структуры слоев становятся тождественными (модель ДС2 на рис.1.14). Тождество доменных структур без изменения их параметров сохраняется в интервале температур $100 \leq T \leq 175$ К.

При дальнейшем понижении температуры изменения доменной структуры происходят только в верхнем слое. Так, при $70 \leq T \leq 100$ К внутри «фарадеевских» изображений доменов верхнего слоя скачком появляется полоска другого цвета, параллельная стенкам домена (рис. 1.13, 5). Это можно интерпретировать как появление доменов с обратной намагниченностью в верхнем слое (модель ДС3 на рис. 1.14). ДС3

существует без изменения параметров в интервале температур $70 \leq T \leq 100$ К.

При $T \leq 70$ К (рис. 1.13, 6) домены с обратной намагниченностью искривляются (модель ДС4 на рис. 1.14). В интервале $20 \leq T \leq 70$ К ширина доменов с обратной намагниченностью уменьшается, амплитуда волны искривлений растет, их длина волны уменьшается, и проявляется тенденция к образованию лабиринтной доменной структуры в внутри доменов нижнего слоя (рис. 1.13, 7). При этом стенки доменов верхнего слоя также искривляются и становятся волнистым. В результате такой перестройки в верхнем слое образуется лабиринтная доменная структура с шириной доменов меньшей, чем в нижнем слое (модель ДС5 на рис. 1.14). Такая структура сохраняется вплоть до $T = 4.2$ К.

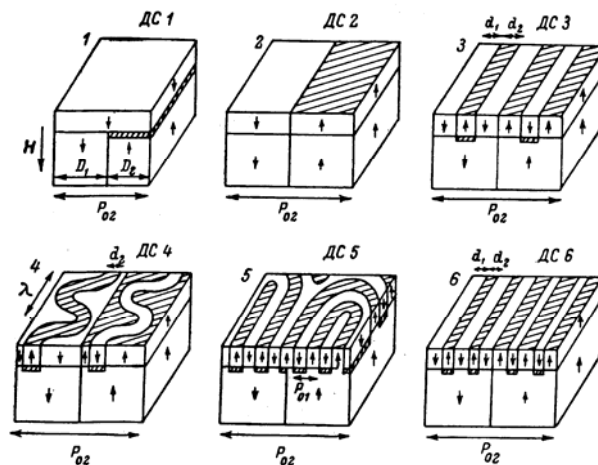


Рис.1.14. Модели характерных доменных структур двухслойной пленки, реализующихся при ее охлаждении в интервале температур от 330 до 4.2 К [64].

Выводы главы 1

1. Вследствие нестационарности начальной стадии роста МПФГ, выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, являются неоднородными по толщине пленки.
2. Экспериментально подтвержден вывод одномерной теории, что в реальных МПФГ при безразмерном параметре затухания $\alpha > 1$ на зависимости скорости ДС V от магнитного поля H за начальным линейным участком следует второй линейный участок с меньшим наклоном, тогда как при $\alpha < 1$ второму линейному участку на кривой $V(H)$ предшествует нелинейный участок.
3. Насыщение скорости ДС имеет место только в МПФГ с $\alpha \ll 1$, при этом может иметь место хаотическое движение ДС.
4. Вблизи точки компенсации момента импульса пороговые поле и скорость срыва стационарного движения ДС в МПФГ совпадают с соответствующими уокеровскими значениями, что объясняется неоднородностью пленок по толщине.
5. При повышении магнитного поля H стационарный режим движения ДС сменяется ее периодическим возвратно-поступательным движением с дальнейшим переходом к периодическому режиму с только положительной мгновенной скоростью ДС.
6. В магнитоодноосных пленках двумерная модель ДС с ГБЛ правильно описывает срыв ее стационарного движения.
7. Приложение к МПФГ с малым затуханием магнитного поля H_{pl} в плоскости пленки при некотором его значении приводит к подавлению генерации микромонов вблизи движущейся ДС, а зависимость скорости ДС от магнитного поля приобретает вид,

характерный для пленок с большим параметром затухания, при этом скорость ДС возрастает с увеличением поля H_{pl} .

8. В двухслойных Вс-МПФГ с бистабильными ЦМД имеет место эффект баллистического последствия при движении боковой и торцевой ДС несквозных ЦМД под действием однородного импульсного магнитного поля, отсутствующий при движении ДС несквозных полосовых доменов и трансляционном движении несквозных ЦМД.
9. Теория динамики ДС в неоднородных магнитоодноосных пленках, включая двухслойные пленки, не разработана.

ГЛАВА 2. ЧИСЛЕННАЯ СХЕМА РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ СЛОНЧЕВСКОГО МЕТОДОМ ПРОГОНКИ

2.1. Определение сеточных коэффициентов разностной схемы задачи и метод сшивки решений на границе слоев

Пусть ДС расположена в плоскости xOz , причем ОЛН расположена вдоль z . Тогда система уравнений Слончевского описывающая движение ДС в случае неоднородной по толщине пленке при наличии внешнего магнитного поля H_z перпендикулярного плоскости пленки имеет вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{2M}{\gamma}(\dot{q} - \alpha\Delta\phi) &= 4\pi\Delta M^2 \sin 2\phi - 4\Delta A \nabla^2 \phi - \pi\Delta M H_y \cos \phi \\ \frac{2M}{\gamma}\left(\phi + \frac{\alpha}{\Delta}q\right) &= 2MH_z + \sigma\nabla^2 q \end{aligned} \quad (2.1)$$

где A – константа обменного взаимодействия; M – намагниченность насыщения; q, ϕ – профиль ДС и фазовый угол в плоскости xOy , $\dot{q}, \dot{\phi}$ – производные по времени, $\nabla^2 q, \nabla^2 \phi$ – вторые производные по координате z , Δ – ширина ДС; α – безразмерный параметр затухания Гильберта; γ – гиромагнитное отношение; σ – плотность энергии ДС, перпендикулярную плоскости ДС H_y – компонента внешнего магнитного поля параллельная оси y

Рассмотрим дискретный аналог данной системы. Для этого заменим производные по z и времени на их дискретные аналоги:

$$\dot{q} = \frac{q_i^n - q_i^{n-1}}{\tau}, \quad \dot{\phi} = \frac{\phi_i^n - \phi_i^{n-1}}{\tau}, \quad \nabla^2 q = \frac{q_{i+1}^n - 2q_i^n + q_{i-1}^n}{hh}, \quad (2.2)$$

где i – индекс, определяющий положение точки на оси z (толщине пленки), n – индекс, определяющий номер временного слоя, τ – шаг по времени, hh – шаг по толщине пленки (рис.2.1).

Подставляя (2.2) в (2.1) получим дискретный аналог системы (2.1):

$$\begin{aligned} A_i\phi_{i+1}^n + B_i\phi_i^n + C_i\phi_{i-1}^n + q_i^n &= f_{1i}^{n-1} \\ \phi_i^n + K_iq_{i+1}^n + L_iq_i^n + M_iq_{i-1}^n &= f_{2i}^{n-1} \end{aligned} \quad (2.3)$$

где использованы следующие обозначения:

$$A_i = \frac{2\Delta_i A_i \gamma_i p}{M_i}, \quad B_i = -\frac{4\Delta_i A_i \gamma_i p}{M_i} - \alpha_i \Delta_i, \quad C_i = \frac{2\Delta_i A_i \gamma_i p}{M_i},$$

$$f_{1i}^{n-1} = 2\pi\Delta_i M_i \gamma_i \sin 2\varphi_i^{n-1} \tau + q_i^{n-1} - \alpha_i \Delta_i \varphi_i^{n-1} - 0.5\pi\Delta_i M_i H_{yi} \gamma_i \tau,$$

$$K_i = \frac{-\sigma_i \gamma_i p}{2M_i}, \quad L_i = \frac{\sigma_i \gamma_i p}{M_i} + \frac{\alpha_i}{\Delta_i}, \quad M_i = \frac{-\sigma_i \gamma_i p}{2M_i}, \quad f_{2i}^{n-1} = H_z \gamma_i \tau + \varphi_i^{n-1} + \frac{\alpha_i}{\Delta_i} q_i^{n-1},$$

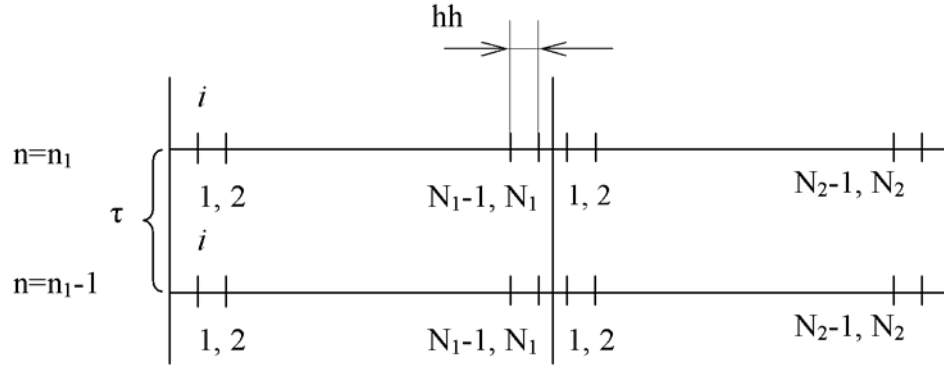


Рис.2.1. Разностная схема задачи. τ – шаг по времени, hh – шаг по толщине пленки, i – индекс по толщине, n – индекс по времени. N_1, N_2 количество точек в пределах слоя пленки.

где $p = \tau/hh^2$. Коэффициенты $A_i, B_i, C_i, K_i, L_i, M_i$ постоянны в пределах слоя. В дальнейшем для упрощения записи не будем записывать временной индекс n . Система линейных уравнений (2.3) решалась методом прогонки для каждого слоя в отдельности и сшивалась на границе раздела слоев. Будем искать решение в (2.3) виде:

$$\begin{aligned} \varphi_i &= \theta_{i+1} \varphi_{i+1} + \beta_{i+1} q_{i+1} + \lambda_{i+1}, \\ q_i &= \omega_{i+1} \varphi_{i+1} + \varepsilon_{i+1} q_{i+1} + \mu_{i+1}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $\theta_i, \beta_i, \lambda_i, \omega_i, \varepsilon_i, \mu_i$ неизвестные коэффициенты, которые должны быть определены из (2.3). Тогда:

$$\begin{aligned} \varphi_{i-1} &= \varphi_{i+1} (\theta_i \theta_{i+1} + \beta_i \omega_{i+1}) + q_{i+1} (\theta_i \beta_{i+1} + \beta_i \varepsilon_{i+1}) + \beta_i \mu_{i+1} + \theta_i \gamma_{i+1} + \gamma_i, \\ q_{i-1} &= \varphi_{i+1} (\omega_i \theta_{i+1} + \varepsilon_i \omega_{i+1}) + q_{i+1} (\omega_i \beta_{i+1} + \varepsilon_i \varepsilon_{i+1}) + \omega_i \lambda_{i+1} + \varepsilon_i \mu_{i+1} + \mu_i. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Подставляя (2.4) и (2.5) в (2.3) и группируя слагаемые с q_{i+1}, φ_{i+1} получим выражения на коэффициенты $\theta_i, \beta_i, \lambda_i, \omega_i, \varepsilon_i, \mu_i$:

$$\begin{aligned}
\theta_{i+1} &= \frac{A_i(L_i + M_i \varepsilon_i)}{D}, \\
\beta_{i+1} &= \frac{-K_i(1 + C_i \beta_i)}{D}, \\
\lambda_{i+1} &= \frac{(f_{2i} - M_i \mu_i)(1 + C_i \beta_i) - (f_{1i} - C_i \lambda_i)(L_i + M_i \varepsilon_i)}{D}, \\
\omega_{i+1} &= \frac{-A_i(1 + M_i \omega_i)}{D}, \\
\varepsilon_{i+1} &= \frac{K_i(B_i + C_i \theta_i)}{D}, \\
\mu_{i+1} &= \frac{(f_{1i} - C_i \lambda_i)(1 + M_i \omega_i) - (f_{2i} - M_i \mu_i)(B_i + C_i \theta_i)}{D},
\end{aligned} \tag{2.6}$$

где $D = (1 + M_i \omega_i)(1 + C_i \beta_i) - (L_i + M_i \varepsilon_i)(B_i + C_i \theta_i)$. Особенностью метода прогонки является то, что коэффициенты (2.6) экстраполируются в соседний слой пленки на один шаг. Для упрощения записи в формулах (2.6) опущен индекс, определяющий номер слоя. Начальные значения для $\theta_i, \beta_i, \lambda_i, \omega_i, \varepsilon_i, \mu_i$ определяются из вида граничных условий. Для свободных поверхностей пленки реализуются граничные условия:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0,h} = 0, \quad \left. \frac{\partial q}{\partial z} \right|_{z=0,h} = 0. \tag{2.7}$$

Или в дискретном виде:

$$\varphi_1 = \varphi_2, \quad \varphi_{N-1} = \varphi_N, \quad q_1 = q_2. \tag{2.8}$$

Для выполнения (2.8) достаточно задать:

$$\theta_1 = 1, \quad \beta_1 = 0, \quad \lambda_1 = 0, \quad \omega_1 = 0, \quad \varepsilon_1 = 1, \quad \mu_1 = 0. \tag{2.9}$$

На границе слоев двухслойной пленки должны выполняться граничные условия:

$$\left. \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right|_{z=h_1} = \left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \right|_{z=h_1}, \quad \left. \frac{\partial q_1}{\partial z} \right|_{z=h_1} = \left. \frac{\partial q_2}{\partial z} \right|_{z=h_1}, \quad \varphi_1|_{z=h_1} = \varphi_2|_{z=h_1}, \quad q_1|_{z=h_1} = q_2|_{z=h_1}. \tag{2.10}$$

Для выполнения этих граничных условий достаточно принять, что:

$$\theta_{2,l} = \theta_{1,N_l+1}, \quad \beta_{2,l} = \beta_{1,N_l+1}, \quad \lambda_{2,l} = \lambda_{1,N_l+1}, \quad \omega_{2,l} = \omega_{1,N_l+1}, \quad \varepsilon_{2,l} = \varepsilon_{1,N_l+1}, \quad \mu_{2,l} = \mu_{1,N_l+1}, \tag{2.11}$$

где первая цифра в индексах означает номер слоя пленки, N_l – количество точек в первом слое пленки. Таким образом, можно пройти сквозь оба слоя пленки вперед и дойти до второй свободной границы, где должно быть также

выполнено граничное условие (2.7). Из выражения (2.4) на свободной границе второго слоя пленки получаем:

$$\begin{aligned}\varphi_i &= \theta_{2,N_2+1}\varphi_{i+1} + \beta_{2,N_2+1}q_{i+1} + \lambda_{2,N_2+1}, \\ q_i &= \omega_{2,N_2+1}\varphi_{i+1} + \varepsilon_{2,N_2+1}q_{i+1} + \mu_{2,N_2+1}.\end{aligned}\quad (2.12)$$

Для выполнения граничного условия (2.7) положим: $\varphi_i = \varphi_{i+1}$, $q_i = q_{i+1}$, и решим систему уравнений (2.12) относительно φ_{i+1} , q_{i+1} . Тогда выражения для φ_{i+1} , q_{i+1} имеют вид:

$$\begin{aligned}\varphi_N &= \frac{\lambda_{2,N_2+1}(1-\varepsilon_{2,N_2+1}) + \mu_{2,N_2+1}\beta_{2,N_2+1}}{(1-\varepsilon_{2,N_2+1})(1-\theta_{2,N_2+1}) - \omega_{2,N_2+1}\beta_{2,N_2+1}}, \\ q_N &= \frac{\mu_{2,N_2+1}(1-\theta_{2,N_2+1}) + \lambda_{2,N_2+1}\omega_{2,N_2+1}}{(1-\varepsilon_{2,N_2+1})(1-\theta_{2,N_2+1}) - \omega_{2,N_2+1}\beta_{2,N_2+1}}.\end{aligned}\quad (2.13)$$

При переходе в обратную сторону поиск решений (2.4) начинаем со значений φ_N , q_N определяемых (2.13). Рассчитав распределение φ_i , q_i на некотором временном слое n по формулам (2.3) можно перейти на следующий $n+1$ слой. Используя (2.11) и (2.12) можно дойти до свободной границы и пройти обратно, получив выражения для начальных коэффициентов.

2.2. Исследование устойчивости и сходимости разностной схемы

Пусть в области G изменения переменных $x_1, \dots, x_n$ требуется найти решение $u=u(x)$ линейного дифференциального уравнения:

$$Lu(x) = f(x), \quad x = (x_1, x_2, \dots, x_n) \in G, \quad (2.14)$$

удовлетворяющего граничным (начальным) условиям:

$$lu(x) = \mu(x), \quad x \in \Gamma, \quad (2.15)$$

где Γ – граница области G , $f(x)$, $\mu(x)$ – заданные функции. При переходе к разностной схеме область $G+\Gamma$ заменяют дискретным множеством узлов $\bar{\omega}_p$ – сеткой. Плотность распределения узлов характеризуется параметром p . Производные, входящие в (2.14), (2.15), заменяются разностными

отношениями на сетке $\bar{\omega}_p$. В результате получается система алгебраических уравнений:

$$L_p y_p(x) = \varphi_p(x), \quad x \in \omega_p, \quad l_p y_p(x) = \chi_p(x), \quad x \in \gamma_p, \quad (2.16)$$

где ω_p – множество внутренних узлов, γ_p – множество граничных узлов сетки. Меняя p , получим последовательность решений $\{y_p\}$. Чтобы оценить точность схемы (2.16), надо сравнить y_p с u_p – проекцией решения $u=u(x)$ уравнений (2.14), (2.15) на пространство функций, заданных на сетке $\bar{\omega}_p$. Для погрешности схемы (2.16) $z_p = y_p - u_p$ получим соотношения:

$$L_p z_p(x) = \psi_p(x), \quad x \in \omega_p; \quad l_p z_p(x) = \nu_p(x), \quad x \in \gamma_p, \quad (2.17)$$

где ψ_p и ν_p – погрешности аппроксимации решений $u(x)$ уравнений (2.14) и (2.15) с помощью разностной схемы. Для оценки z_p , ψ_p , ν_p вводятся нормы $\| \cdot \|$ в сеточных пространствах. Схема (2.16):

1. *аппроксимирует* уравнения (2.14), (2.15), если $\|\psi_p\| \rightarrow 0, \|\nu_p\| \rightarrow 0$ при $p \rightarrow 0$;
2. *сходится*, если $\|y_p - u_p\| \rightarrow 0$ при $p \rightarrow 0$;
3. *устойчива*, если y_p непрерывно зависит от φ_p, χ_p .

В данной задаче роль y_p выполняют φ_p, q_p , p – соответствует паре $\{\tau, hh\}$, где τ – шаг по времени, hh – шаг по толщине пленки. Оператор L_p соответствует коэффициентам выражения (2.3). Введем норму – «расстояние» между решениями $\|\varphi_{\tau 1} - \varphi_{\tau 2}\| = \max(|\varphi_{\tau 1} - \varphi_{\tau 2}|), \|q_{\tau 1} - q_{\tau 2}\| = \max(|q_{\tau 1} - q_{\tau 2}|)$ при $t = T_k$, где T_k конечное время расчета. В этих последовательностях шаг по толщине пленки hh входит в качестве параметра.

Решения y_p аппроксимируют и сходятся к u , если $\|y_{p1} - y_{p2}\| \rightarrow 0$ при $p \rightarrow 0$.

На рис. 2.2 для стационарного случая показана зависимость «расстояния» между решениями φ_{τ} , нормированного на максимальное значение в паре $\{\varphi_{\tau 1}, \varphi_{\tau 2}\}$, от шага по времени τ/T_k для $h_1/L = 0.005$ и $h_2/L = 5 \times 10^{-4}$. Из рис. 2.2 видно, что, начиная с $\tau/T_k = 0.03$ $\|\varphi_{\tau 1} - \varphi_{\tau 2}\|$ практически перестает зависеть от шага по времени и стремиться к нулю. На рис. 2.3

показана соответствующая зависимость $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ от шага по времени, нормированного на максимальное значение в паре $\{q_{\tau_1}, q_{\tau_2}\}$. В нестационарном случае ошибка в φ_{τ} с уменьшением τ/T_K уменьшается более слабо (рис. 2.4 и рис. 2.5). При изменении шага по толщине h/L , зависимости $\|\varphi_{\tau_1}-\varphi_{\tau_2}\|$ и $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ практически не изменяются.

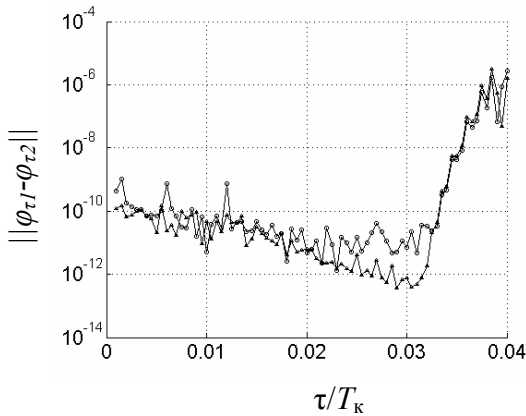


Рис. 2.2. Зависимость нормы $\|\varphi_{\tau_1}-\varphi_{\tau_2}\|$ от шага по времени τ/T_K . $\circ - h_1/L = 0.005$, $\triangle - h_2/L = 5 \cdot 10^{-4}$ (h/L отношение шага по толщине к толщине пленки). Стационарный случай.

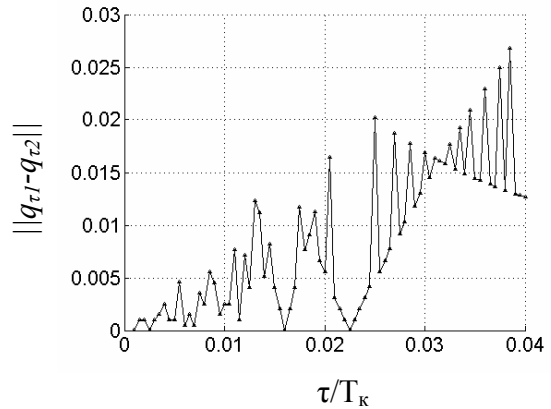


Рис. 2.3. Зависимость нормы $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ от шага по времени τ/T_K . $\circ - h_1/L = 0.005$, $\triangle - h_2/L = 5 \cdot 10^{-4}$. Стационарный случай.

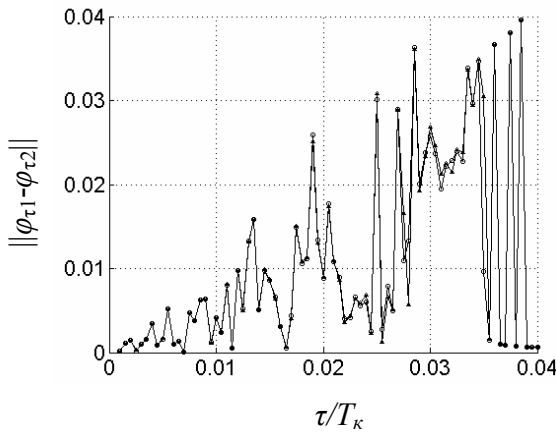


Рис. 2.4. Зависимость нормы $\|\varphi_{\tau_1}-\varphi_{\tau_2}\|$ от шага по времени τ/T_K . $\circ - h_1/L = 0.005$, $\triangle - h_2/L = 5 \cdot 10^{-4}$ (h/L отношение шага по толщине к толщине пленки). Нестационарный случай.

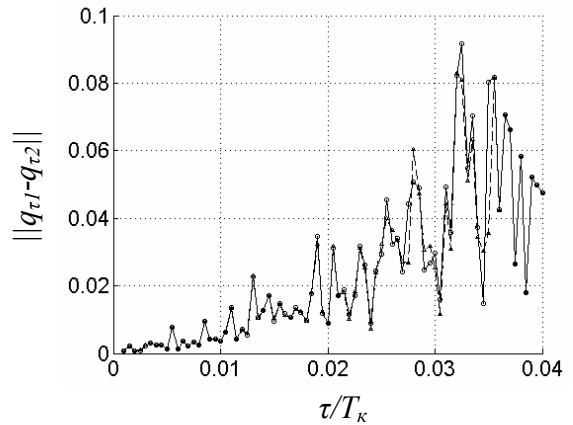


Рис. 2.5. Зависимость нормы $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ от шага по времени τ/T_K . $\circ - h_1/L = 0.005$, $\triangle - h_2/L = 5 \cdot 10^{-4}$ (h/L отношение шага по толщине к толщине пленки). Нестационарный случай.

На рис.2.6 и рис.2.7 представлены результаты исследования устойчивости схемы путем анализа непрерывности зависимости норм $\|\varphi_{\tau_1}-\varphi_{\tau_2}\|$ и $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ от внешнего магнитного поля. Из этих рисунков видно, что нормы $\|\varphi_{\tau_1}-\varphi_{\tau_2}\|$ и $\|q_{\tau_1}-q_{\tau_2}\|$ состоят из серии резких, достаточно гладких пиков,

соответствующих появлению на профиле φ_τ , q_τ переключения фазового угла ДС.

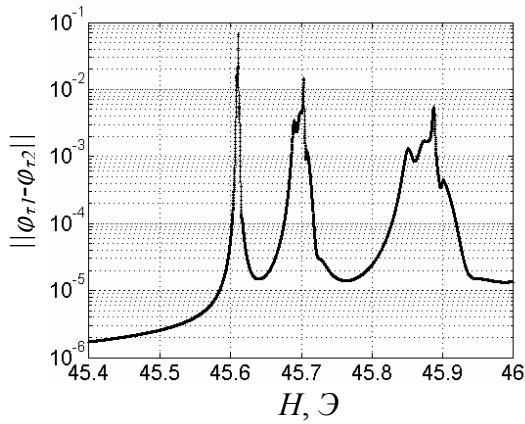


Рис. 2.6. Зависимость нормы $\|\varphi_{\tau 1}-\varphi_{\tau 2}\|$ от внешнего магнитного поля.

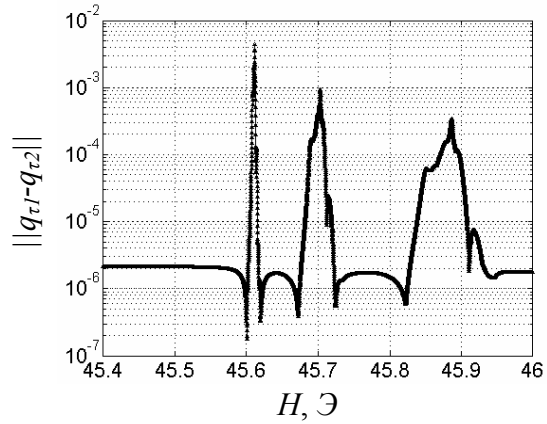


Рис. 2.7. Зависимость нормы $\|q_{\tau 1}-q_{\tau 2}\|$ от внешнего магнитного поля.

2.3. Динамика доменной стенки в двухслойных пленках с различными параметрами слоев без учета полей рассеяния ДС

Метод прогонки оптимизировали в процессе решения уравнений Слончевского, описывающих движение ДС в двухслойной магнитоодноосной пленке без учета полей рассеяния.

Уравнения Слончевского, описывающие движение ДС в двухслойной магнитной пленке (рис.2.8), имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{2M_i}{\gamma_i}(q_i - \alpha_i \Delta_i \phi_i) &= 4\pi \Delta_i M_i^2 \sin 2\phi_i - 4\Delta_i A_i \nabla^2 \phi_i, \\ \frac{2M_i}{\gamma_i} \left(\phi_i + \frac{\alpha_i}{\Delta_i} \dot{q}_i \right) &= 2M_i H + \sigma_i \nabla^2 q_i, \end{aligned} \quad (2.18)$$

где $i=1,2$ - номер слоя пленки, Изменение ширины ДС вдоль толщины пленки не учитывали, т.к. переходная область такого изменения небольшая и сравнима с шириной ДГ.

Область малых магнитных полей. Движение в этом случае является стационарным, т.е. $\dot{\phi} = 0$, и уравнение (2.18) принимает вид [65]:

$$\begin{aligned}\frac{2M_i}{\gamma_i}\dot{q} &= 4\pi\Delta_i M_i^2 \sin 2\varphi_i - 4\Delta_i A_i \nabla^2 \varphi_i, \\ \frac{2M_i}{\gamma_i} \frac{\alpha_i}{\Delta_i} \dot{q}_i &= 2M_i H + \sigma_i \nabla^2 q_i,\end{aligned}\tag{2.19}$$

где $\dot{q}(z) = \text{const.}$

Второе уравнение системы (2.19) допускает аналитическое решение. Будем искать решение в виде:

$$q = \left(\frac{Ma}{\sigma\gamma\Delta} \dot{q} - MH \right) z^2 + D.\tag{2.20}$$

где $\dot{q}$, D – неизвестные коэффициенты, которые необходимо определить исходя из граничных условий.

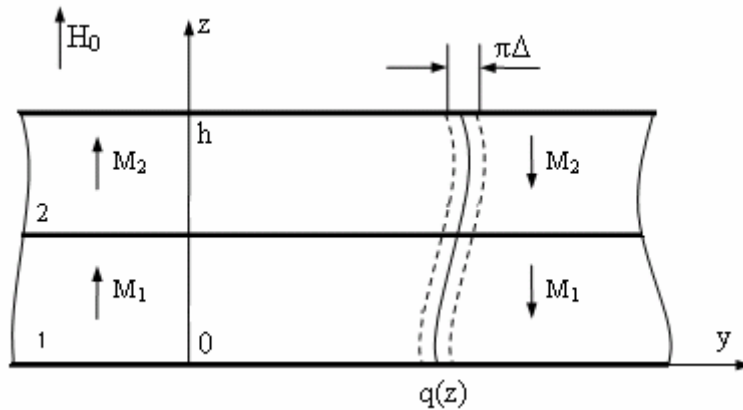


Рис. 2.8. Доменная стенка в двухслойной магнитной пленке. $q(z)$ – профиль доменной стенки. Стрелками показано направление внешнего магнитного поля H_0 и намагниченности слоев M_1 , M_2 .

Используя граничные условия (2.10) получим:

$$\begin{aligned}\dot{q} &= \frac{H(M_1 h_1 \sigma_2 + M_2 h_2 \sigma_1)}{\frac{M_1 h_1 \alpha_1 \sigma_2}{\gamma_1 \Delta_1} + \frac{M_2 h_2 \alpha_2 \sigma_1}{\gamma_2 \Delta_2}} \\ D &= H \dot{q} \left(\frac{M_1 \alpha_1 h_1^2}{\sigma_1 \gamma_1 \Delta_1} - \frac{M_2 \alpha_2 h_2^2}{\sigma_2 \gamma_2 \Delta_2} \right) + H \left(\frac{M_2}{\sigma_2} h_2^2 - \frac{M_1}{\sigma_1} h_1^2 \right)\end{aligned}\tag{2.21}.$$

Скорость движения ДС в однослойной пленке $V = H\Delta\gamma/a$ и скорость ДС в двухслойной пленке (2.21) всегда находится в интервале ограниченном скоростями движения ДС в однослойных аналогов пленки. Поле срыва стационарного движения ДС для однородной пленки описывается соотношением (1.6).

Для определения поля срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленки необходимо из (2.18) получить выражения для $q(z,t)$ и $\varphi(z,t)$. Однако эта система уравнений в общем виде пока не получила аналитического решения.

Однако, если $2\pi M_1\Delta_1\gamma_1 = 2\pi M_2\Delta_2\gamma_2$, то $\varphi(z) = const$, и из (2.18) можно получить, что скорость Уокера двухслойной пленки будет равна скорости Уокера однослойных аналогов слоев. Фазовый угол в этом случае будет равен:

$$\sin 2\varphi = \frac{\dot{q}}{2\gamma_1\pi\Delta_1M_1} = \frac{H(M_1h_1\sigma_2 + M_2h_2\sigma_1)}{2\gamma_1\pi\Delta_1M_1\left(\frac{M_1h_1\alpha_1\sigma_2}{\gamma_1\Delta_1} + \frac{M_2h_2\alpha_2\sigma_1}{\gamma_2\Delta_2}\right)}. \quad (2.22)$$

Срыв стационарного движения происходит при $\sin 2\varphi = 1$, и поле срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке в этом случае имеет вид:

$$H = \frac{2\gamma_1\pi\Delta_1M_1\left(\frac{M_1h_1\alpha_1\sigma_2}{\gamma_1\Delta_1} + \frac{M_2h_2\alpha_2\sigma_1}{\gamma_2\Delta_2}\right)}{M_1h_1\sigma_2 + M_2h_2\sigma_1}. \quad (2.23)$$

Область больших магнитных полей. Движение в этом случае является нестационарным, и систему уравнений (2.18) можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\frac{2M}{\gamma}\dot{\phi}(1+\alpha^2) &= \sigma\nabla^2 q + 2M(H - 2\pi M\alpha \sin 2\phi) + 4\alpha A \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}, \\ \frac{2M}{\gamma}\dot{q}(1+\alpha^2) &= \alpha^2 \sigma\nabla^2 q + 2MH\alpha^2 - 4\alpha A \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}.\end{aligned}\quad (2.24)$$

Для значений внешнего магнитного поля, значительно превышающих поле Уокера ($H \gg 2\pi M_1\alpha_1, 2\pi M_2\alpha_2$), можно пренебречь слагаемым $2\pi M\alpha \sin 2\phi$. Тогда решение системы уравнений (2.24) можно искать в виде разложения в ряд по параметру $\varepsilon = \frac{2\pi M\alpha}{H}$:

$$\begin{aligned}q &= q_0(z) + q_1(z, t) + \dots, \\ \phi &= \phi_0(z) + \phi_1(z, t) + \dots,\end{aligned}\quad (2.25)$$

где $q_1, \phi_1 \sim \varepsilon$.

В нулевом приближении решение системы уравнений (2.18) можно искать в виде:

$$\begin{aligned}q_0 &= q_{0z}(z) + Vt, \\ \phi_0 &= \phi_{0z}(z) + \omega t,\end{aligned}\quad (2.26)$$

где V – скорость ДС, ω – угловая скорость прецессии намагниченности в ДС.

Подставляя (2.26) в (2.18), получим систему уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{2M}{\gamma}(V - \alpha\Delta\omega) &= -4\Delta A \nabla^2 \phi_{0z}, \\ \frac{2M}{\gamma}\left(\omega + \frac{\alpha}{\Delta}V\right) &= 2MH + \sigma\nabla^2 q_{0z}.\end{aligned}\quad (2.27)$$

Заметим, что V и ω теперь зависят не только от параметров материала (α, γ, Δ) и внешнего поля H , как для однородной пленки, но и от толщины слоев пленки. Теперь решение системы уравнений (2.27) можно искать в виде:

$$\begin{aligned}
q_{0z} &= \left(\frac{-MH}{\sigma} + \frac{M}{\gamma\sigma} \left(\omega + \frac{\alpha}{\Delta} V \right) \right) z^2 + Bz + C, \\
\varphi_{0z} &= \left(-\frac{M}{4\gamma\Delta A} (V - \alpha\Delta\omega) \right) z^2 + Nz + P.
\end{aligned}
\tag{2.28}$$

где коэффициенты B, C, N, P необходимо определить, исходя из граничных условий на поверхности пленки и между слоями.

Решая систему уравнений (2.28) с граничными условиями (2.10), получим выражения для неизвестных коэффициентов B, C, N, P и V, ω . В самом общем случае выражения для скорости ДС и угловой скорости прецессии определяются системой уравнений:

$$\begin{aligned}
V \left(\frac{M_1 h_1 \alpha_1}{\gamma_1 \sigma_1 \Delta_1} + \frac{M_2 h_2 \alpha_2}{\gamma_2 \sigma_2 \Delta_2} \right) + \omega \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1 \sigma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2 \sigma_2} \right) &= H \left(\frac{M_1 h_1}{\sigma_1} + \frac{M_2 h_2}{\sigma_2} \right), \\
V \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1 A_1 \Delta_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2 A_2 \Delta_2} \right) - \omega \left(\frac{M_1 h_1 \alpha_1}{\gamma_1 A_1} + \frac{M_2 h_2 \alpha_2}{\gamma_2 A_2} \right) &= 0.
\end{aligned}
\tag{2.29}$$

Рассмотрим решение системы (2.29) для случая $A_1 = A_2$, $K_1 = K_2$. Тогда:

$$\begin{aligned}
V &= \frac{H(M_1 h_1 + M_2 h_2) \left(\frac{\alpha_1 M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{\alpha_2 M_2 h_2}{\gamma_2} \right) \Delta}{\left(\frac{M_1 h_1 a_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2 a_2}{\gamma_2} \right)^2 + \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2} \right)^2}, \\
\omega &= \frac{H(M_1 h_1 + M_2 h_2) \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2} \right)}{\left(\frac{M_1 h_1 a_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2 a_2}{\gamma_2} \right)^2 + \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2} \right)^2}, \\
P &= \frac{H(M_1 h_1 + M_2 h_2) M_1 M_2 h_1 h_2 (h_1 + h_2) (M_1 h_1 + M_2 h_2) (\alpha_1 - \alpha_2)}{4\Delta A \gamma_1 \gamma_2 \left(\frac{M_1 h_1 a_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2 a_2}{\gamma_2} \right)^2 + \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2} \right)^2},
\end{aligned}$$

$$C = \frac{H(M_1 h_1 + M_2 h_2) \left(\frac{M_2 M_1 (1 + a_1 a_2) h_2 h_1 (h_1 - h_2)}{\gamma_2 \gamma_1} + \frac{M_1^2 (1 + a_1^2) h_1^3}{\gamma_1^2} - \frac{M_2^2 (1 + a_2^2) h_2^3}{\gamma_2^2} \right)}{\sigma \left(\frac{M_1 h_1 a_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2 a_2}{\gamma_2} \right)^2 + \left(\frac{M_1 h_1}{\gamma_1} + \frac{M_2 h_2}{\gamma_2} \right)^2} +$$

$$+ \left(\frac{M_2 h_2^2}{\sigma} - \frac{M_1 h_1^2}{\sigma} \right) H$$

$$N = 0, B = 0$$

Если $\alpha_1 = \alpha_2$, то $P=0$, $\varphi_{0z}(z) = const$, и можно принять, что $\varphi_{0z}(z) = 0$.

Разная намагниченность насыщения слоев пленки

В данном разделе рассмотрено влияние намагниченности насыщения и толщины слоев на динамику ДС в двухслойной ферромагнитной пленке. Одинаковыми для обоих слоев пленки полагали параметры, сведенные в табл.2.1, где Λ - приведенный параметр затухания Ландау-Лифшица, не зависящий, в отличие от безразмерного параметра затухания $\alpha = \Lambda\gamma/M$, от других магнитных параметров материала.

Таблица 2.1. Магнитные параметры, одинаковые в обоих слоях пленки

$\Lambda, 10^{-7} \text{ Э}^2 \text{ с/рад}$	$\gamma, 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$	$A, 10^{-7} \text{ эрг/см}$	$K, 10^3 \text{ эрг/см}^3$	$\Delta, \text{ мкм}$
5	1.76	3.7	10	0.06

Выбрали следующие значения намагниченности насыщения первого и второго слоев пленки: $4\pi M_1=150 \text{ Гс}$ и $4\pi M_2=300 \text{ Гс}$, при этом $H_{w1}=H_{w2}=55.3 \text{ Э}$, $V_{w1}=80 \text{ м/с}$, $V_{w2}=160 \text{ м/с}$. Зависимости скорости ДС V и угловой скорости прецессии намагниченности ω от внешнего магнитного поля H для аналогов слоев показаны на рис.2.9.

На рис. 2.10. показана зависимость $V(H)$ для двухслойной пленки с различной намагниченностью насыщения и одинаковой толщиной слоев.

Видно, что в области средних полей ($50 \text{ Э} \leq H \leq 150 \text{ Э}$) на кривой $V(H)$ в отличие от однослойных аналогов появились максимумы скорости (обозначены как а, b, с). Их положение и амплитуда зависят от соотношения толщин слоев. Такое поведение скорости ДС для двухслойной пленки можно объяснить влиянием возбуждения ее колебаний на поступательное движение ДС.

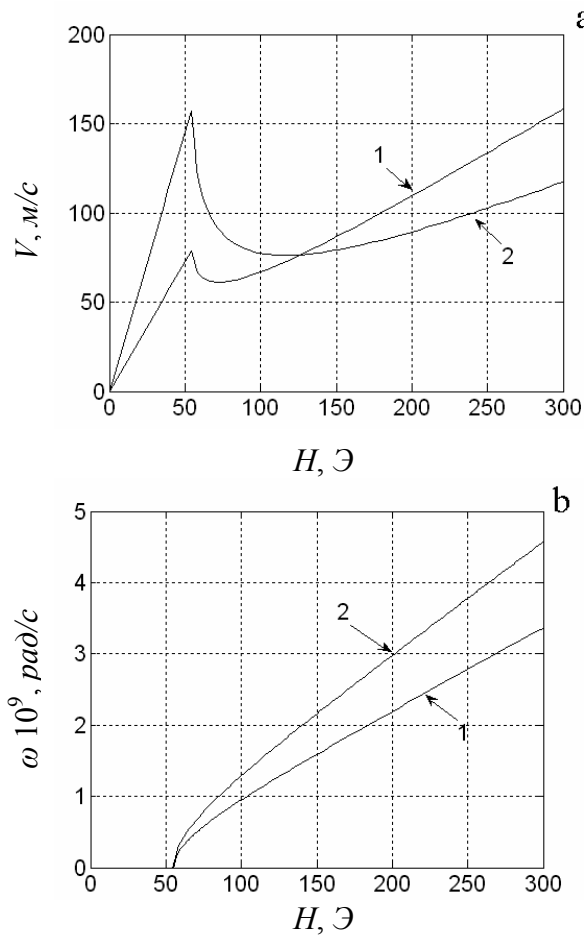


Рис. 2.9. Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС однородной пленки от внешнего магнитного поля H : 1 - $4\pi M = 150 \text{ Гс}$, 2 - $4\pi M = 300 \text{ Гс}$.

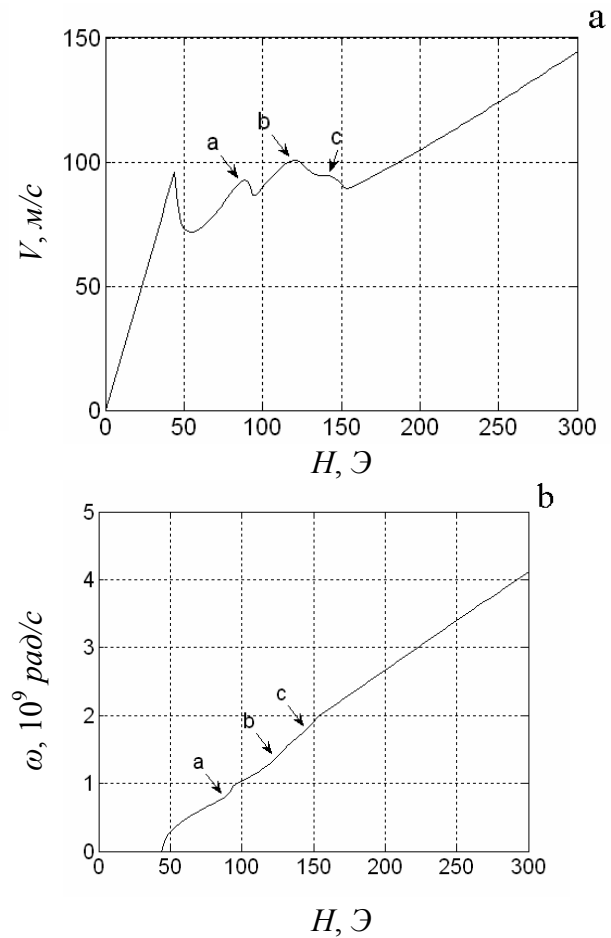


Рис. 2.10. Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $4\pi M_1 = 150 \text{ Гс}$, $h_1 = 0.5 \text{ мкм}$, $4\pi M_2 = 300 \text{ Гс}$, $h_2 = 0.5 \text{ мкм}$.

При дальнейшем увеличении поля зависимость $V(H)$, как и для однослойных аналогов, становится линейной, так как при этом интенсивность колебаний ДС с ростом поля уменьшается, и движение ДС можно рассматривать как практически стационарное с небольшими

колебаниями. Также из рис. 2.12 видно, что максимумам на зависимости $V(H)$ соответствуют «прогибы» а, б и с на зависимости $\omega(H)$.

На рис.2.11 показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от намагниченности второго слоя пленки, соответственно. Зависимости этих величин от толщины каждого из слоев при фиксированной толщине другого слоя приведены на рис.2.12.

Для области $M_2 > M_1$ поле срыва стационарного движения ДС меньше поля Уокера слоев (рис. 2.11, а). В этом случае при стационарном движении фазовый угол φ на поверхности первого слоя ($z = 0$) больше, чем на поверхности второго ($z = 1.3$ мкм) (см. рис.2.13, а). Как следствие, именно этим слоем инициируется срыв стационарного движения ДС путем зарождения ГБЛ (см. рис.2.14, а). При $M_2 < M_1$ имеет место противоположная ситуация, и срыв стационарного движения ДС инициируется вторым слоем, поэтому на рис. 2.11 величина H_{cr} монотонно снижается с ростом $4\pi M_2$.

Скорость срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке всегда находится между значениями скорости Уокера слоев и при уменьшении намагниченности второго слоя стремиться к скорости Уокера первого слоя (рис. 2.14).

При увеличении толщины первого слоя от 0 при $h_2 = 0.5$ мкм поле срыва стационарного движения ДС, инициируемый первым слоем, сначала уменьшается, т.к. увеличивается фазовый угол в первом слое, и стационарное движение ДС срывается во все меньших и меньших полях. При дальнейшем увеличении толщины первого слоя, срыв стационарного движения начинается инициироваться вторым слоем, в котором фазовый угол уменьшается с ростом h_1 и, как следствие, область стационарного движения ДС расширяется. В зависимости от толщины второго слоя поле срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленки монотонно уменьшается (рис. 2.12, а), поскольку этот срыв инициируется первым слоем, в котором фазовый угол увеличивается с ростом h_2 . При увеличении толщины любого

из слоев пленки, скорость срыва стационарного движения ДС пленки асимптотически стремиться к некоторой постоянной величине (рис. 2.12, б).

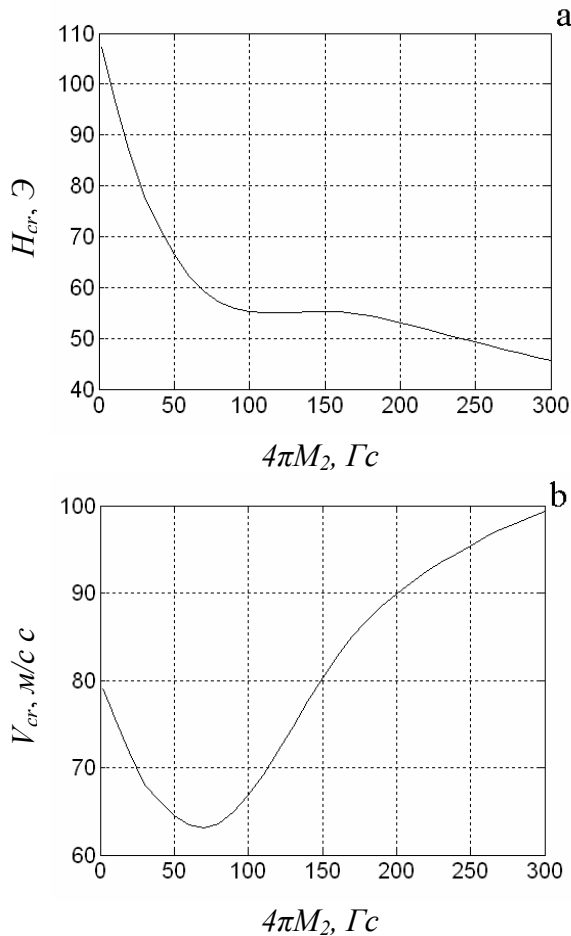


Рис. 2.11. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от намагниченности насыщения второго слоя $4\pi M_2$: $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм.

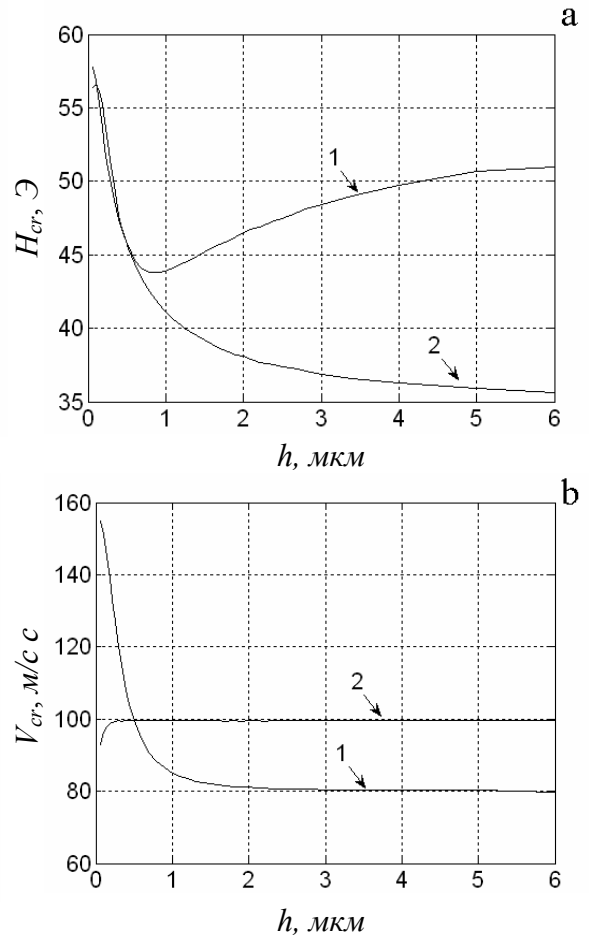


Рис. 2.12. Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от толщины первого (1) и второго (2) слоев: 1 – $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс; 2 – $h_1 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс.

Рис.2.13 и рис.2.14, соответственно, иллюстрируют стационарное и нестационарное движение ДС в двухслойной пленке с близкими значениями толщины слоев ($h_1 = 0.8$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм) при незначительно различающемся магнитном поде (43.8 Э и 43.9 Э соответственно).

При стационарном движении сразу после приложения внешнего магнитного поля ДС начинает скручиваться, причем на поверхности первого слоя φ увеличивается монотонно до значения 0.9 рад, на поверхности

второго слоя – немонотонно до значения 0.34 рад , т.е. стационарно движущаяся ДС скручена на угол 0.56 рад (рис.2.17,а). При этом ДС остается плоской (рис.2.17,б), а ее скорость равна 91 м/с (рис.2.17,с).

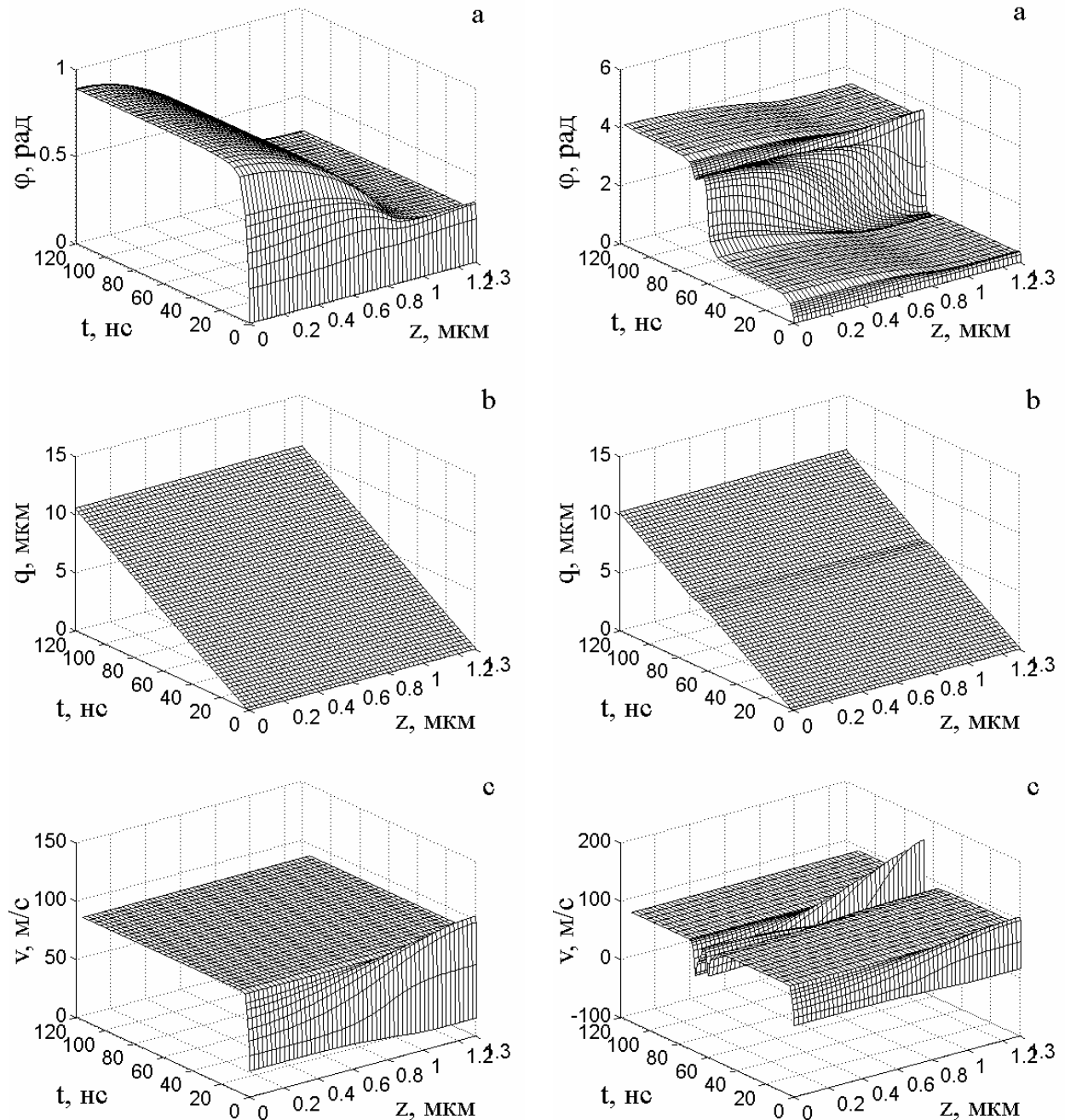


Рис. 2.13. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=43.8$ Э для пленки с $h_1=0.8 \text{ мкм}$, $h_2=0.5 \text{ мкм}$, $4\pi M_1=150 \text{ Гс}$, $4\pi M_2=300 \text{ Гс}$. Стационарный случай.

Рис. 2.14. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=43.9$ Э для пленки с $h_1=0.8 \text{ мкм}$, $h_2=0.5 \text{ мкм}$, $4\pi M_1=150 \text{ Гс}$, $4\pi M_2=300 \text{ Гс}$. Нестационарный случай.

Увеличение внешнего магнитного поля всего на 0.1 Э приводит срыву стационарного движения ДС (рис.2.14). Этот срыв сопровождается зарождением ГБЛ на свободной поверхности первого слоя (с большим φ) в момент времени $t = 50 \text{ нс}$ и ее дальнейшим продвижением по толщине пленки (рис. 2.14, а). При этом фазовый угол скачком возрастает примерно на π . Во время переключения фазового угла зависимость $q(t)$ теряет линейность (рис.2.14,б), а скорость ДС осциллирует (рис.2.14,с).

Рис.2.15 – рис.2.18 иллюстрируют стационарное (рис.2.15) и нестационарное (рис.2.16 – рис.2.18) движение ДС в двухслойной пленке со значениями толщины слоев, различающимися более чем на порядок ($h_1 = 6.0 \text{ мкм}$, $h_2 = 0.5 \text{ мкм}$). При стационарном движении имеет место линейная зависимость q от t (рис.2.15, б), после установления стационарного движения скорость ДС остается постоянной (рис.2.15, с), при этом ДС является скрученной (рис.2.15, а).

При небольшом превышении порогового поля срыва стационарного движения ДС (рис.2.16) на границе раздела слоев ($z = 6.0 \text{ мкм}$) зарождаются две ГБЛ (в момент времени $t = 40 \text{ нс}$, рис.2.16, а), которые перемещаются к свободным поверхностям пленки. Как следствие фазовый угол возрастает примерно на π . Так как уравнения Слончевского (3.1) инвариантны по отношению к преобразованию $\varphi \rightarrow \pi + \varphi$, то скорость ДС после переключения φ не изменяется (рис.2.16, с). При повышении внешнего магнитного поля процесс переключения фазового угла с ростом H учащается (ср. рис.2.17, а и рис.2.18, а), причем при каждом переключении φ изменяется примерно на π .

Поскольку H не сильно отличается от порогового поля срыва движение ДС с хорошей точностью является равномерным (рис.2.17, б и рис.2.18, б), однако амплитуда осцилляций V при переключении φ возрастает (ср. рис. 2.17, с и рис. 2.18, с).

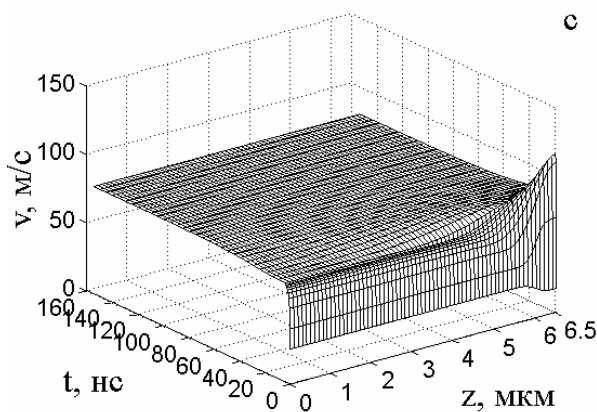
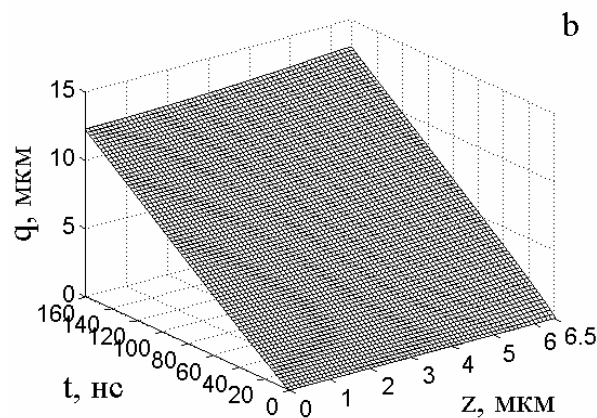
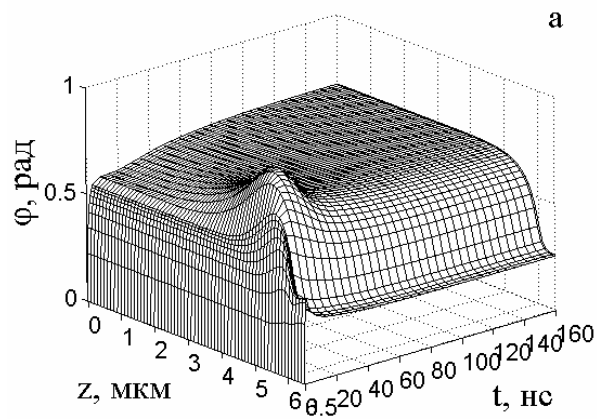


Рис. 2.15. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=50$ Э для пленки с $h_1 = 6.0$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Стационарный случай.

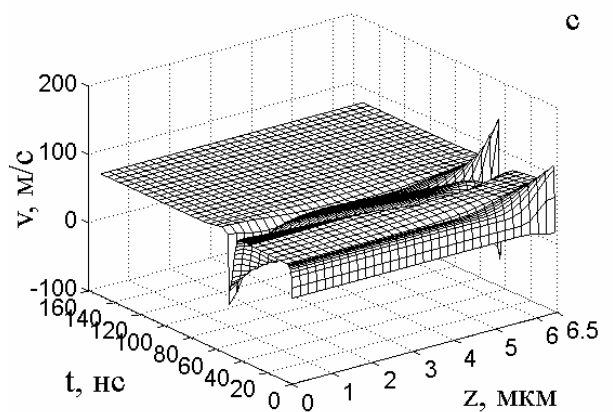
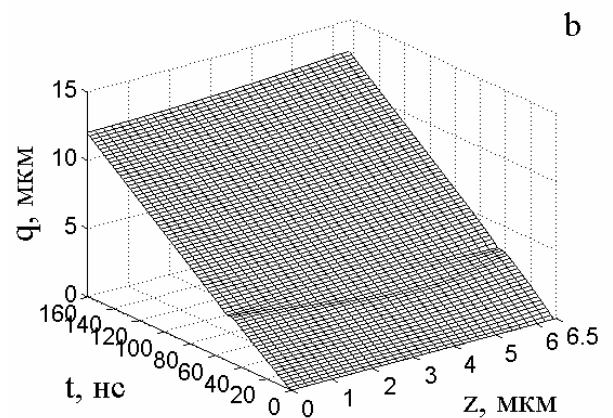
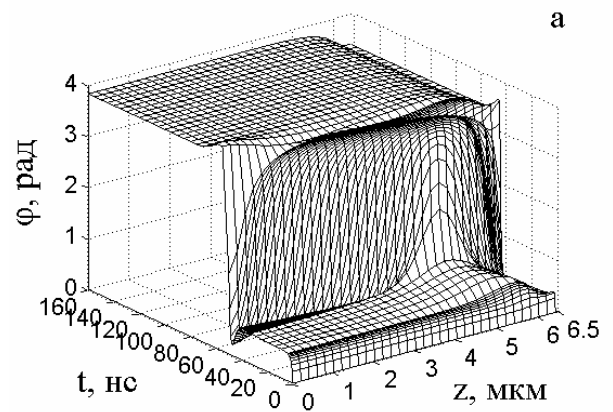


Рис. 2.16. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=50.1$ Э для пленки с $h_1 = 6.0$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

Заметим, что при переключении фазового угла на рис. 2.17, а и рис. 2.18, а после зарождение двух ГБЛ на границе раздела слоев, одна из них при достижении свободной поверхности слоя с большей намагниченностью насыщения ($4\pi M_2 = 300$ Гс) исчезает, а вторая отражается от свободной

поверхности слоя с меньшей намагниченностью насыщения ($4\pi M_1 = 150 \text{ Гс}$), проходит через всю пленку и также исчезает (рис. 2.17, а и рис. 2.18, а).

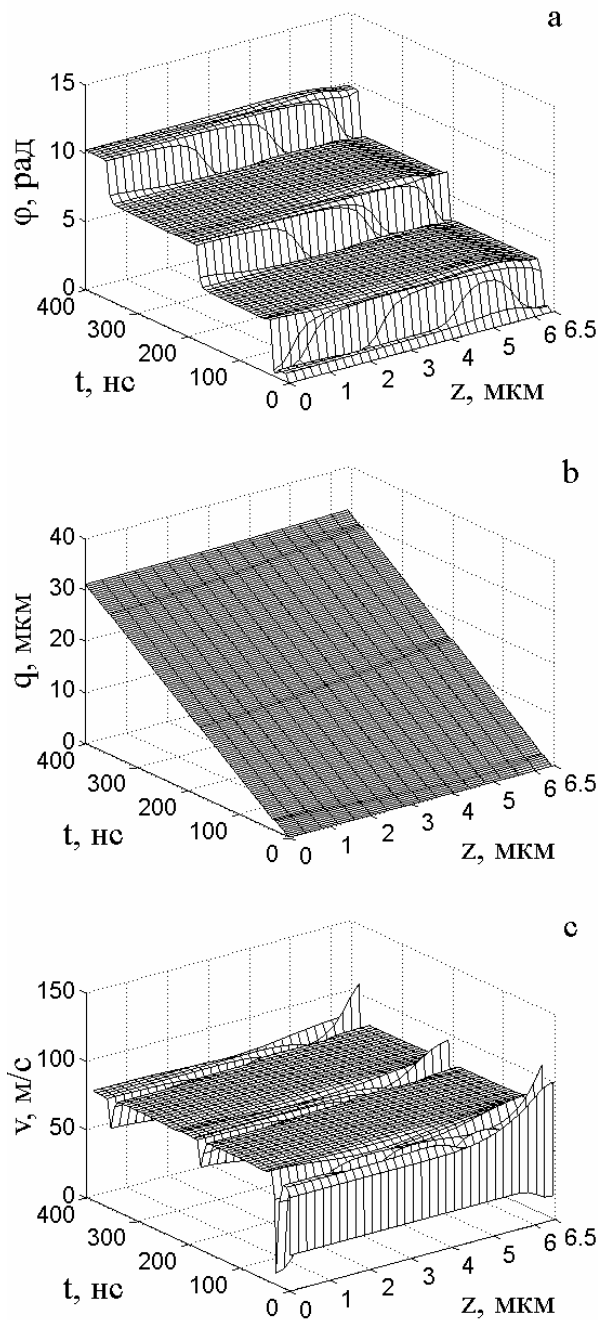


Рис. 2.17. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=51.4$ Э для пленки с $h_1 = 6.0 \text{ мкм}$, $h_2 = 0.5 \text{ мкм}$, $4\pi M_1=150 \text{ Гс}$, $4\pi M_2=300 \text{ Гс}$. Нестационарный случай.

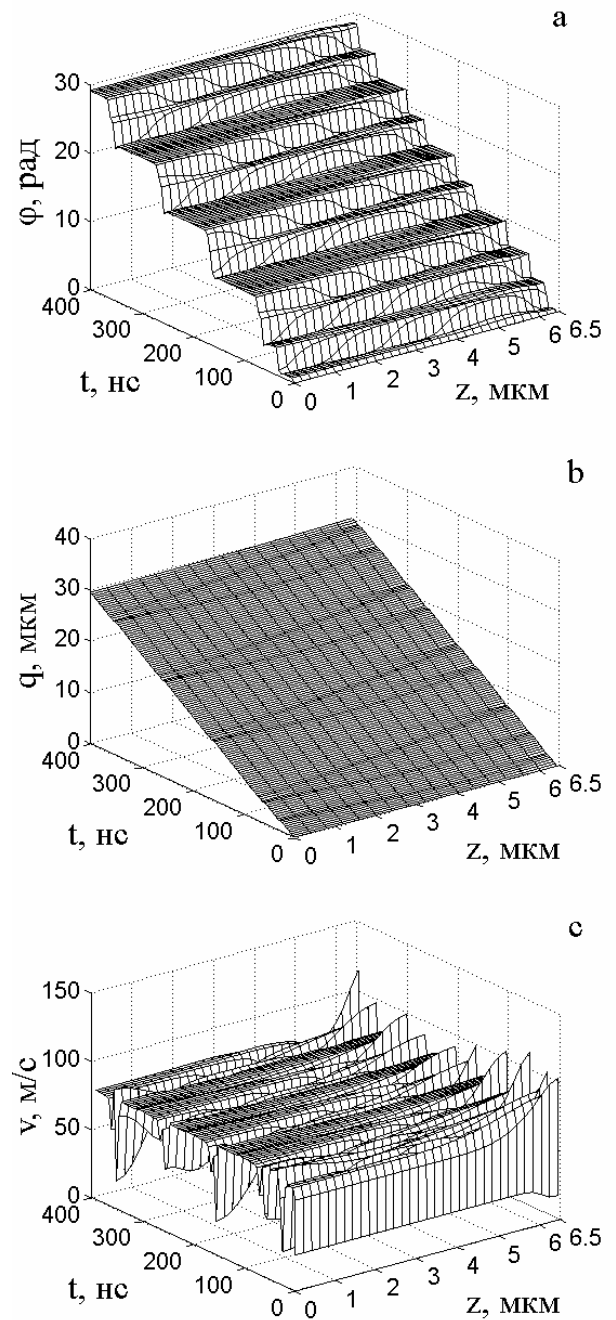


Рис. 2.18. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=51.6$ Э для пленки с $h_1 = 6.0 \text{ мкм}$, $h_2 = 0.5 \text{ мкм}$, $4\pi M_1=150 \text{ Гс}$, $4\pi M_2=300 \text{ Гс}$. Нестационарный случай.

Разная одноосная магнитная анизотропия слоев пленки

В данном разделе рассмотрено влияние одноосной магнитной анизотропии и толщины слоев на динамику ДС в двухслойной ферромагнитной пленке. Одинаковыми для обоих слоев пленки полагали параметры, сведенные в табл. 2.2. Полагали, что изменение константы одноосной магнитной анизотропии слоев пленки влияет только на ширину ДС.

Таблица 2.2. Магнитные параметры, одинаковые в обоих слоях пленки			
$A, 10^{-7} \text{ Э}^2 \text{ с/рад}$	$\gamma, 10^7 \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$	$A, 10^{-7} \text{ эрг см}^2$	$4\pi M, \text{ Гс}$
5	1.76	3.7	150

Выбрали следующие значения константы одноосной магнитной анизотропии первого и второго слоев пленки: $K_1 = 1 \times 10^4 \text{ эрг/см}^3$, $K_2 = 2 \times 10^4 \text{ эрг/см}^3$, при этом $H_{w1} = H_{w2} = 55.3 \text{ Э}$, а скорости Уокера аналогов слоев составляют $V_{w1} = 80 \text{ м/с}$ и $V_{w2} = 56.6 \text{ м/с}$. Зависимости скорости ДС V и угловой скорости прецессии намагниченности ω от внешнего магнитного поля H для аналогов слоев показаны на рис. 2.19.

На рис. 2.20 показана зависимость $V(H)$ скорости ДС от внешнего магнитного поля для двухслойной пленки с различными значениями K в слоях. Видно наличие дополнительного слабого максимума при $H = 72 \text{ Э}$, котором на кривой $\omega(H)$ (рис. 2.20, b) соответствует прогиб.

Влияние константы анизотропии одного из слоев на поле и скорость срыва стационарного движения ДС иллюстрируют на рис. 2.21. Из рис. 2.21, а видно, что во всех случаях, кроме равенства константы одноосной магнитной анизотропии в слоях, поле срыва стационарного движения ДС меньше, чем поле Уокера для однородных аналогов слоев. Скорость срыва стационарного движения ДС монотонно снижается с ростом K_2 (рис. 2.21, b)

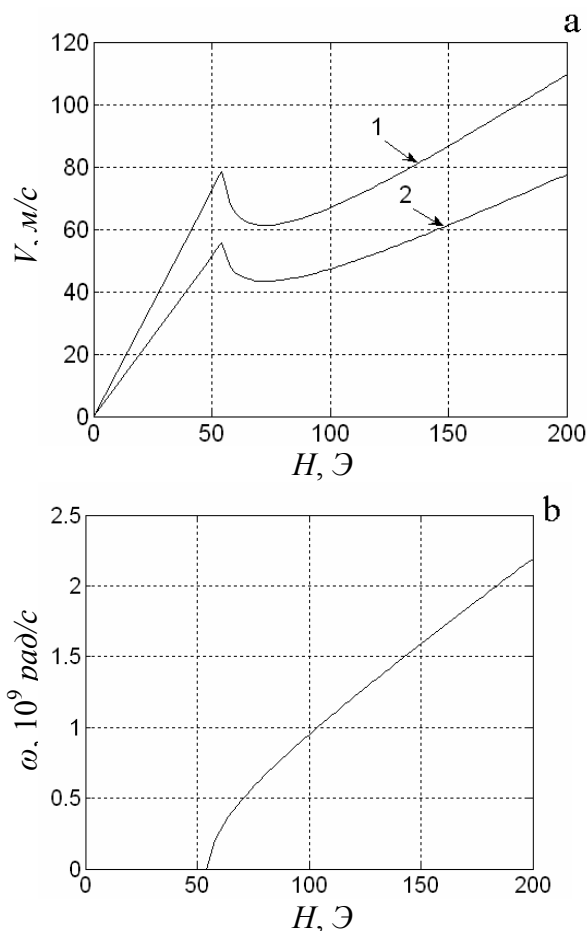


Рис.2.19. Зависимость скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС однородной пленки от внешнего магнитного поля H : 1 - $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³; 2 - $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³.

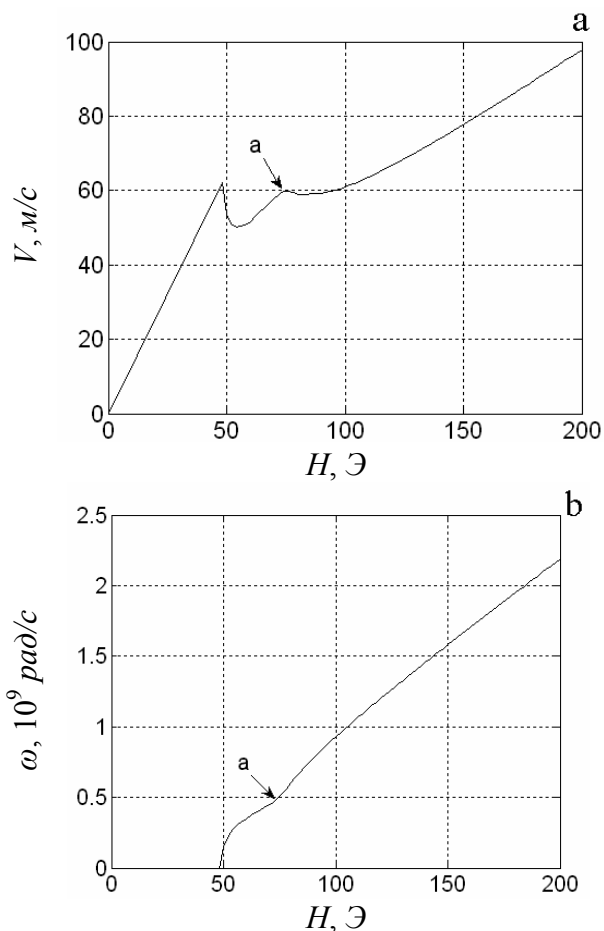


Рис.2.20. Зависимость скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³; $h_1 = 1.0$ мкм, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_2 = 0.5$ мкм.

Зависимости поля и скорости Уокера пленки от толщины слоев с $K_1 = 1$, 10^4 эрг/см³ и $K_2 = 2$, 10^4 эрг/см³ приведена на рис. 2.22. Как и в случае разной намагниченности в слоях пленки, поле срыва стационарного движения ДС монотонно уменьшается с увеличением толщины одного из слоев (кривая 1 на рис. 2.22), а на зависимости H_{cr} от толщины другого слоя имеется минимум (кривая 2 на рис. 2.22). При увеличении толщины любого из слоев пленки, скорость срыва стационарного движения ДС пленки асимптотически стремиться к некоторой постоянной величине (рис. 2.22, б).

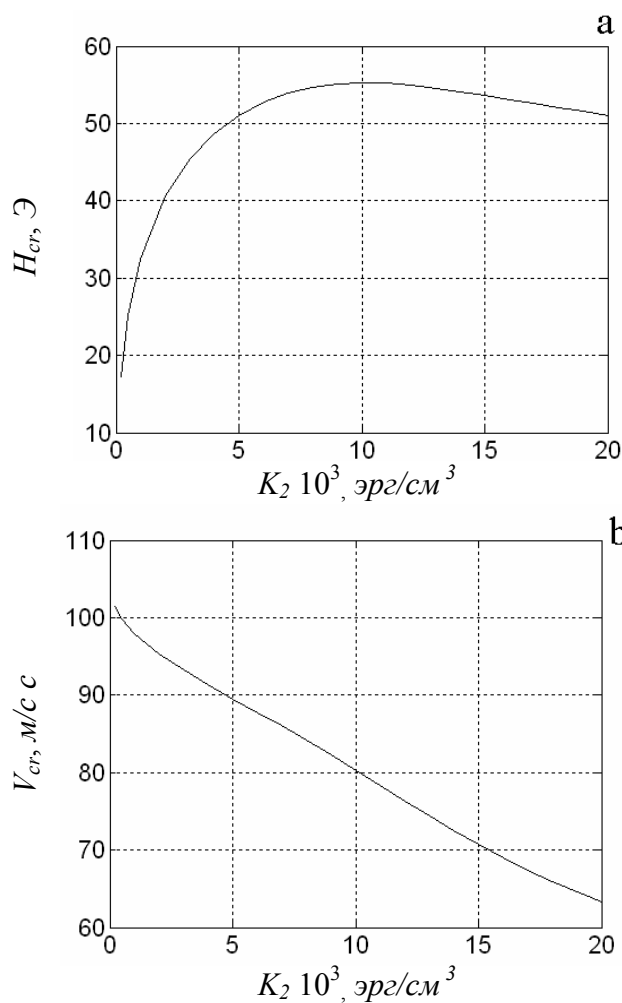


Рис. 2.21. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от константы одноосной магнитной анизотропии K_2 второго слоя: $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³; $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм.

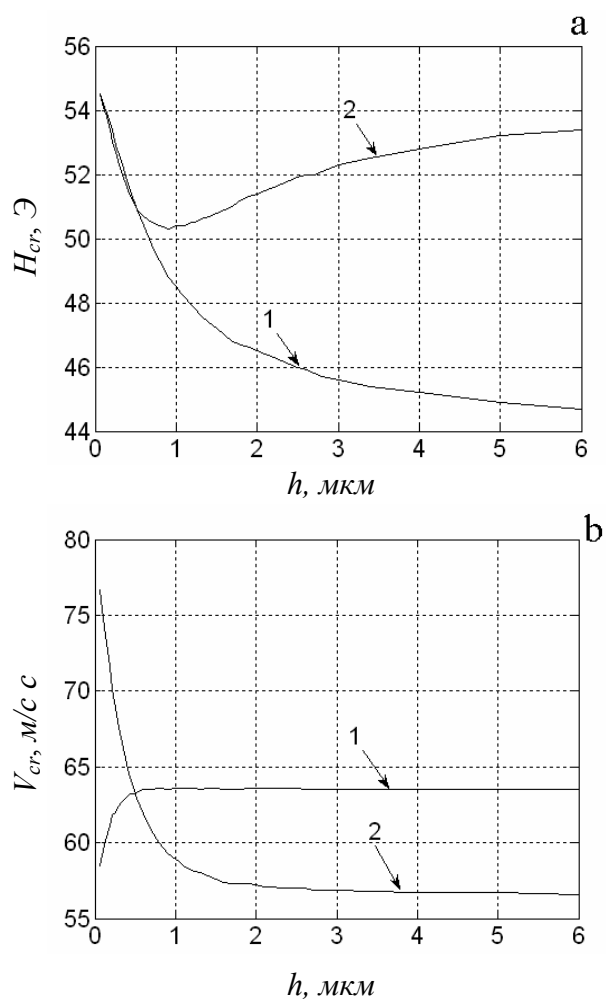


Рис. 2.22. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от толщины первого (1) и второго (2) слоев: 1 – $h_2 = 0.5$ мкм, $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³; 2 – $h_1 = 0.5$ мкм, $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³.

Если толщины слоев различаются более чем на порядок, то при меньшей толщине слоя с более высокой одноосной магнитной анизотропией фазовый угол выше на его свободной поверхности (рис.2.23, а), и здесь же зарождается ГБЛ, которая перемещается по толщине пленки (рис.2.24, а). Начальный процесс движения ДС, при котором фазовый угол в ДС поворачивается на 2π и переходит в новое стационарное состояние показан на рис.2.25. Движение при этом срывается с помощью зарождения двух ГБЛ на границе слоев (рис. 2.26).

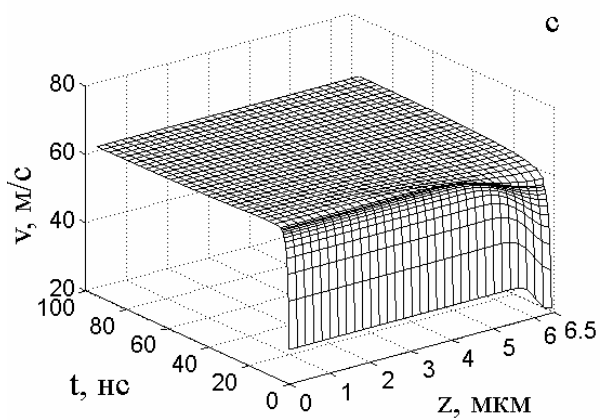
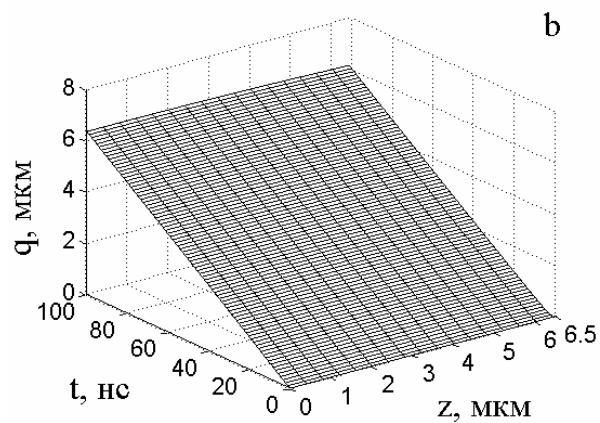
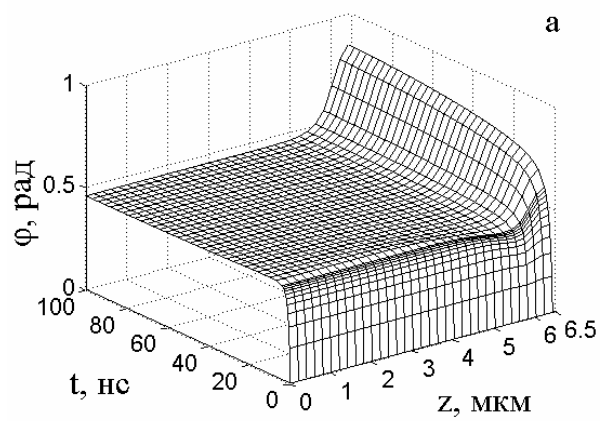


Рис. 2.23. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 44.7$ Э для пленки с $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1 = 6.0$ мкм, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_2 = 0.5$ мкм. Стационарный случай.

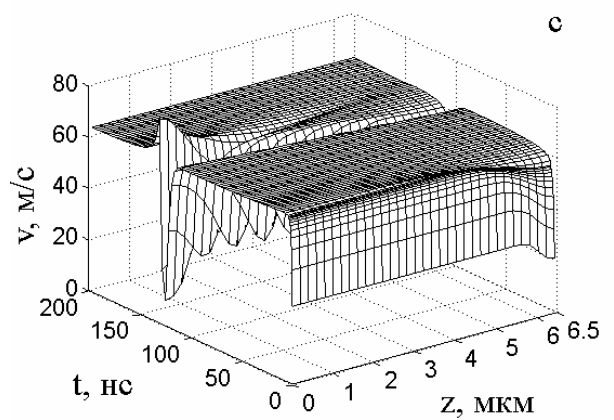
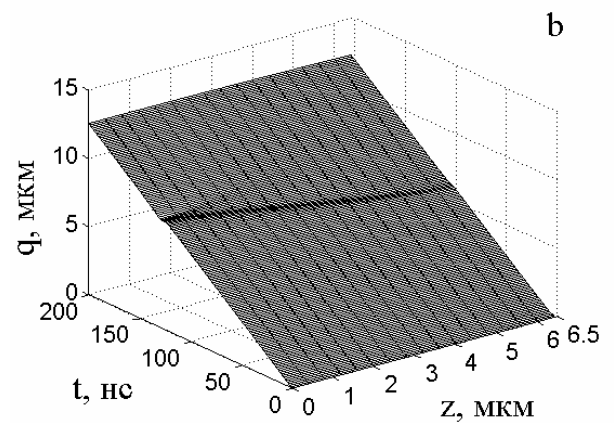
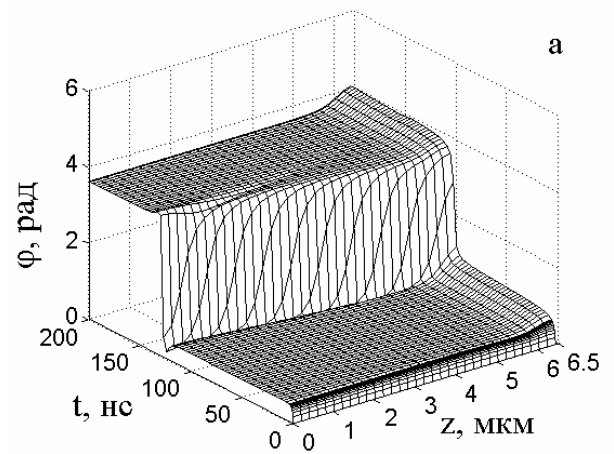


Рис. 2.24. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 45$ Э для пленки с $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1 = 6.0$ мкм, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_2 = 0.5$ мкм. Нестационарный случай.

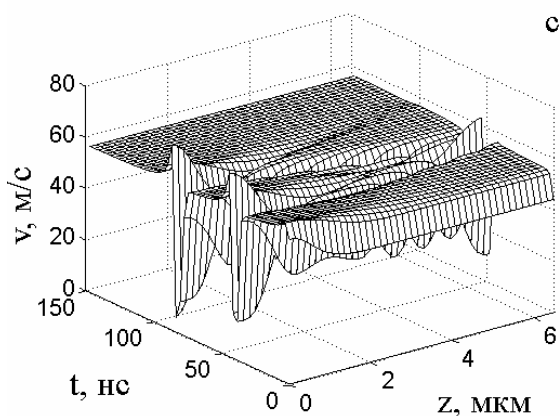
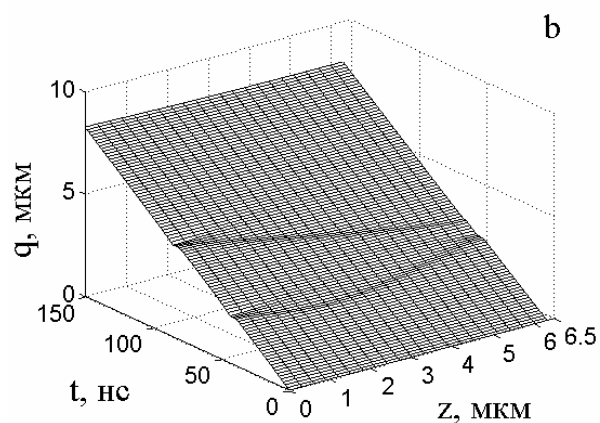
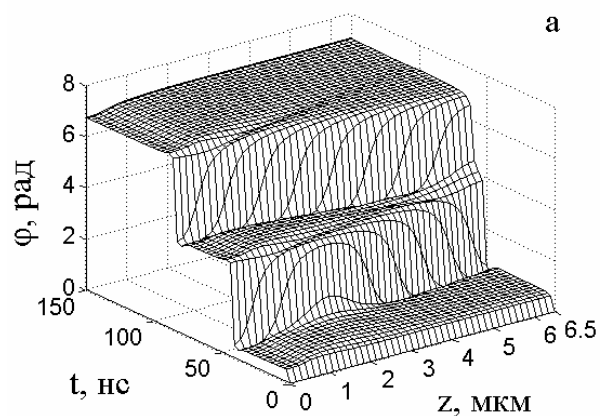


Рис. 2.25. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 53.4$ Э для пленки с $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1 = 0.5$ мкм, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_2 = 6.0$ мкм. Стационарный случай.

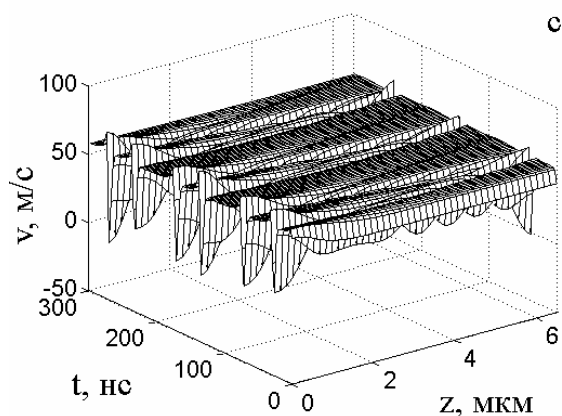
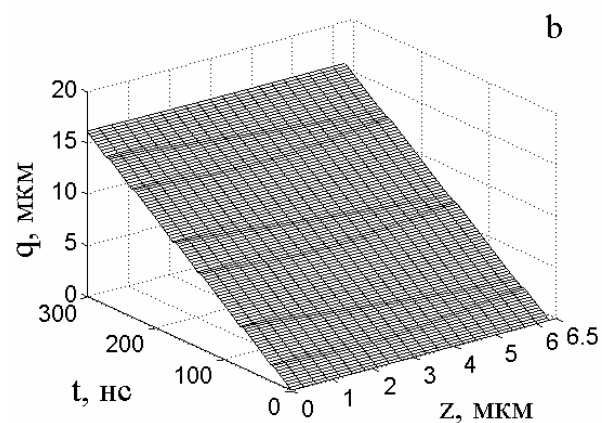
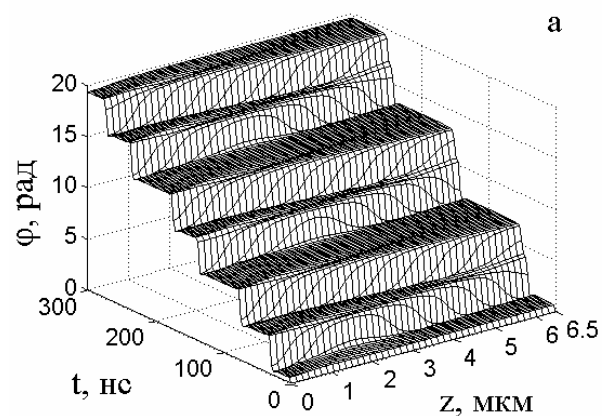


Рис. 2.26. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 53.8$ Э для пленки с $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1 = 0.5$ мкм, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_2 = 6.0$ мкм. Нестационарный случай.

На рис.2.26 показаны зависимости $\varphi(z,t)$ для нестационарного случая. При меньшей толщине слоя с более слабой одноосной магнитной анизотропией фазовый угол также выше на свободной поверхности слоя с более высокой одноосной магнитной анизотропией (рис.2.26, а). В этом случае ГБЛ попарно зарождаются в толще слоя с более высокой одноосной

магнитной анизотропией и перемещаются в обе стороны по толщине пленки (рис.2.26, b). На свободной поверхности слоя с меньшей одноосной магнитной анизотропией ГБЛ поочередно исчезают. От свободной поверхности слоя с большей одноосной магнитной анизотропией ГБЛ поочередно отражаются. Здесь же после исчезновения очередной ГБЛ зарождается новая блоховская линия, которая перемещается к противоположной свободной поверхности пленки. Процесс зарождения ГБЛ внутри одного из слоев и на его свободной поверхности может повторяться во времени (рис.2.26).

Разный параметр затухания в слоях пленки

В данном разделе исследована динамика ДС в двухслойной магнитоодноосной пленке с разным приведенным параметром затухания Ландау - Лифшица A в слоях, с которым безразмерный параметр затухания Гильберта α связан соотношением: $\alpha = A\gamma/M$.

Минимальным A обладают МПФГ, содержащие в своем составе только медленно релаксирующие редкоземельные ионы (Lu^{3+} , Y^{3+} , La^{3+}) [8], а наибольшее затухание имеют ионы Tb^{3+} (для $\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ $A = 24.3 \times 10^{-7} \text{ Э}^2\text{с/рад}$ [66]). В связи с этим для расчета были выбраны значения $A_1 = 0.5 \times 10^{-7} \text{ Э}^2\text{с/рад}$, $A_2 = 10 \times 10^{-7} \text{ Э}^2\text{с/рад}$. Остальные параметры пленки были выбраны одинаковыми для слоев пленки и представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3. Магнитные параметры, одинаковые в обоих слоях пленки				
$4\pi M, \text{Гс}$	$\gamma, 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}$	$A, 10^{-7} \text{ эрг см}^2$	$K, 10^3 \text{ эрг/см}^3$	$\Delta, \text{мкм}$
150	1.76	3.7	10	0.06

При выбранных A_1 и A_2 параметры затухания Гильберта в слоях равны соответственно $\alpha_1 = 0.07$, $\alpha_2 = 1.47$. В этом случае и поля Уокера слоев равны

соответственно $H_{w1}=5.5$ Э и $H_{w2}=110.5$ Э, а скорости Уокера слоев совпадают $V_{w1} = V_{w2} = 84.8$ м/с.

Зависимость скорости ДС и угловой скорости прецессии от внешнего магнитного поля для аналогов слоев представлены на рис.2.27. На рис.2.28 показаны зависимости $V(H)$ для двухслойной пленки с различным затуханием в слоях. Видно, что при этом появляется пик в области средних полей, который наиболее ярко выражен для пленки с $h_1=0.5$ мкм и $h_2=0.5$ мкм.

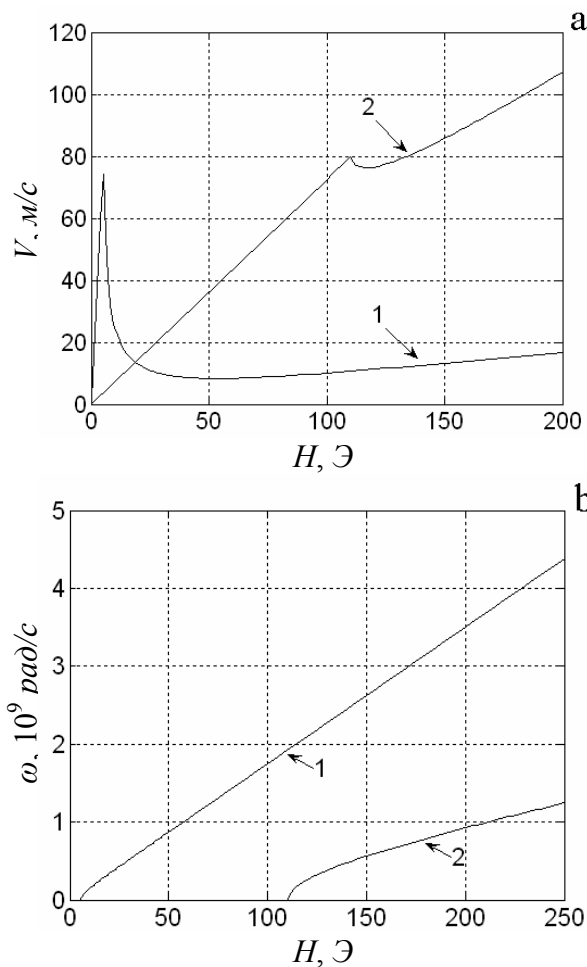


Рис. 2.27. Зависимость скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС однородной пленки от внешнего магнитного поля H : 1 – $A_1=0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, 2 – $A_2=10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад.

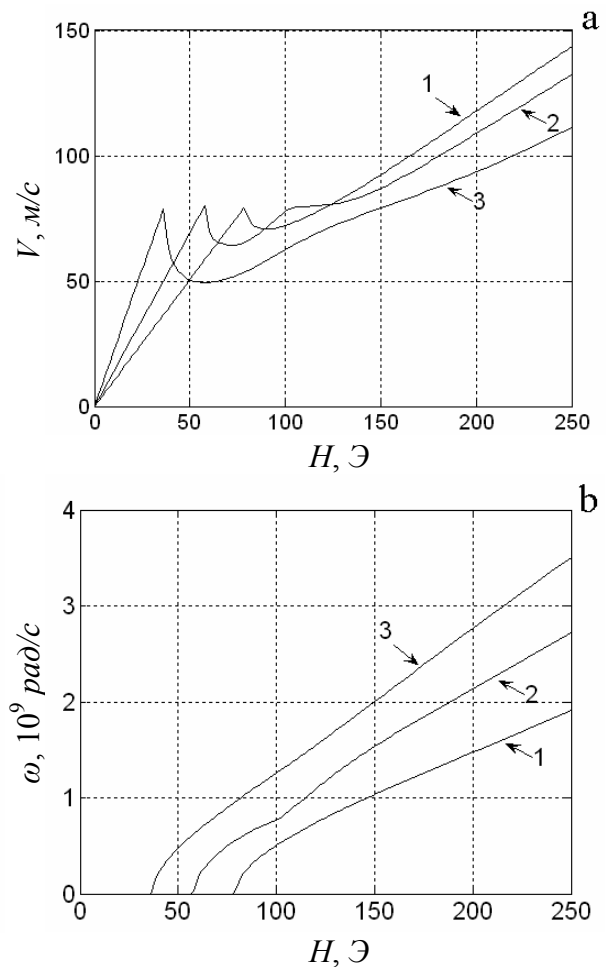


Рис. 2.28. Зависимость скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки с $A_1=0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад и $A_2=10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад от внешнего магнитного поля H при разной толщине слоев: 1 – $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, 2 – $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, 3 – $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм.

В случае когда слои пленки отличаются только значением параметра затухания выражение для поля срыва стационарного движения ДС принимает вид:

$$H_{cr} = 2\pi\gamma \frac{\Lambda_1 h_1 + \Lambda_2 h_2}{h_1 + h_2}. \quad (2.28)$$

В данном случае можно получить аналитическое выражение для зависимости фазового угла φ намагниченности в ДС от параметров пленки и внешнего магнитного поля:

$$\varphi = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{H(h_2 + h_1)}{2\pi\gamma(L_2 h_2 + L_1 h_1)} \right). \quad (2.29)$$

На рис.2.29 показана зависимость поля срыва стационарного движения ДС двухслойной пленки от приведенного параметра затухания Ландау-Лифшица второго слоя. Видно, что в некотором интервале значений L_2 формула (2.28), полученная при условии $\dot{\varphi} = 0$, перестает быть верной. Однако в начале движения ДС в двухслойной пленке $\varphi(z) \neq const$ и некоторые динамические эффекты приводят к срыву стационарного движения ДС раньше, чем выполниться условие $\dot{\varphi} = 0$ при $t \rightarrow \infty$, при котором была получена формула 2.28. Зависимость скорости срыва стационарного движения ДС от L_2 второго слоя представлена на рис. 2.30. Из рисунка видно, что в скорость срыва стационарного движения ДС пленки в этом же интервале L_2 также отклоняется от теоретически рассчитанной зависимости (2.21). Теоретически рассчитанная скорость срыва стационарного движения ДС в этом случае равна 85 м/с и не зависит от параметра затухания Ландау – Лифшица.

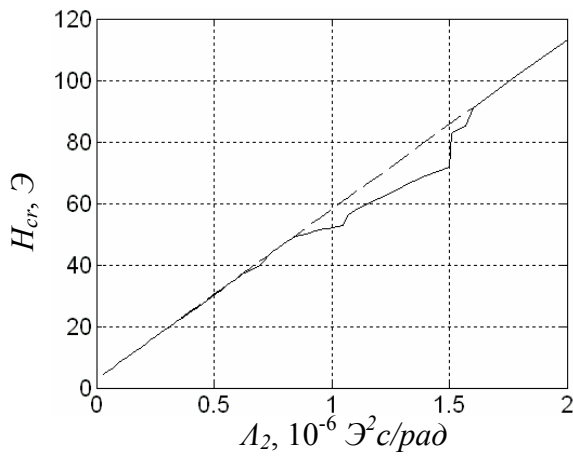


Рис. 2.29. Зависимость поля срыва стационарного движения ДС H_{cr} в двухслойной пленке от параметра затухания A_2 : $A_1 = 0.5 \times 10^{-7} \text{ Э}^2 \text{ c/rad}$, $h_1 = h_2 = 0.5 \text{ мкм}$. Пунктирная линия рассчитана по формуле (2.28).

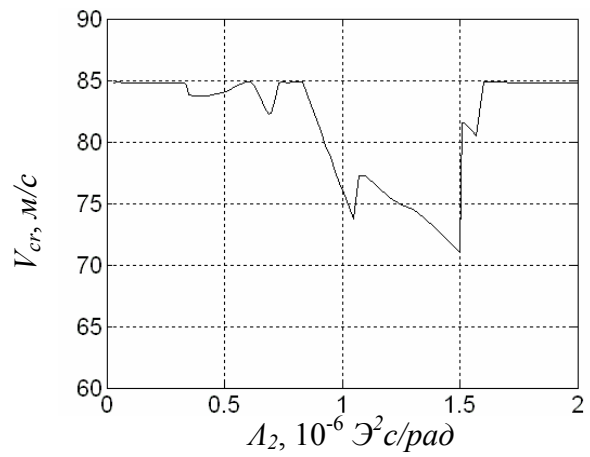


Рис. 2.30. Зависимость скорости срыва V_{cr} стационарного движения ДС от параметра затухания A_2 : $A_1 = 0.5 \times 10^{-7} \text{ Э}^2 \text{ c/rad}$, $h_1 = h_2 = 0.5 \text{ мкм}$. Пунктирная линия рассчитана по формуле (2.28)

На рис. 2.31 соответственно показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС двухслойной пленки от толщины второго слоя, а на рис. 2.32 – от толщины первого слоя. Из рис. 2.31 видно, что, начиная с некоторой толщины второго слоя зависимость $H_{cr}(h_2)$ отклоняется от рассчитанной по аналитической формуле (2.28) и становится ступенчатообразной. При этом на зависимости $V_{cr}(h_2)$ (рис. 2.31, б) наблюдаются пилообразные пики.

Отклонения от результатов расчета по формуле (2.28, 2.29) имеют место и для кривой $H_{cr}(h_1)$ (рис. 2.32, а). Из рис. 2.32, б видно, что при малых h_1 скорость срыва стационарного движения ДС не зависит от толщины первого слоя и, начиная с некоторого значения h_1 , монотонно уменьшается.

В двухслойной пленке с различным параметром затухания в слоях возможно несколько режимов стационарного движения ДС. Это связано с тем, что на начальной стадии движения ДС возможно переключение фазового угла на величину, кратную π . В частности, рис. 2.33, а иллюстрирует случай, когда φ при стационарном движении не превышает $\pi/4$ (как и на рис. 2.37, а). Заметим, что в этом случае внешнее магнитное поле

составляет $H = 21.3$ Э. При $H = 30.5$ Э фазовый угол увеличивается на π (рис. 2.34, а), а при $H = 35.3$ Э – на 2π (рис. 2.35, а).

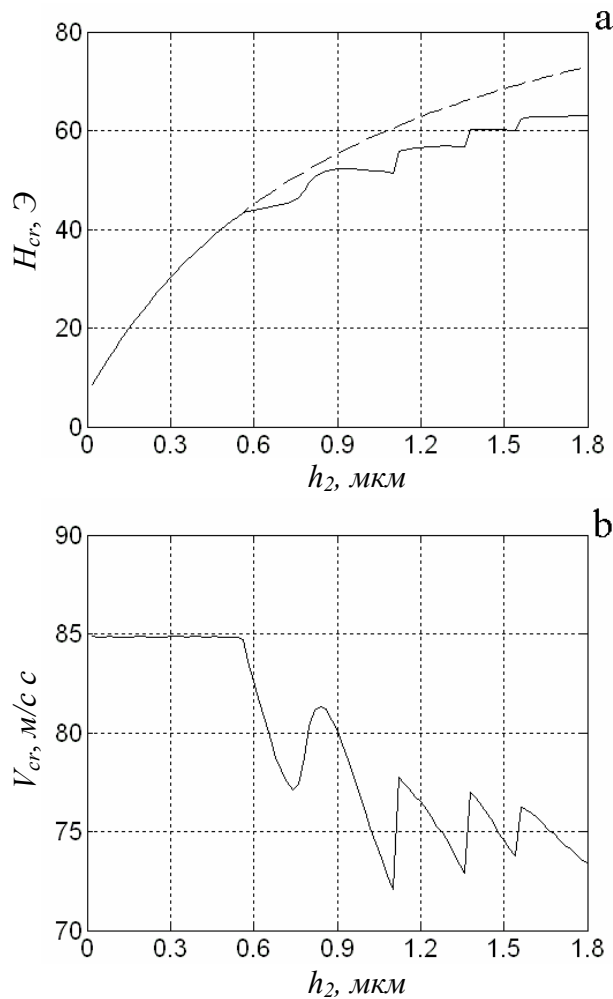


Рис. 2.31. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от толщины второго слоя h_2 : $h_1 = 1$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Пунктирная линия рассчитана по формуле (2.29).

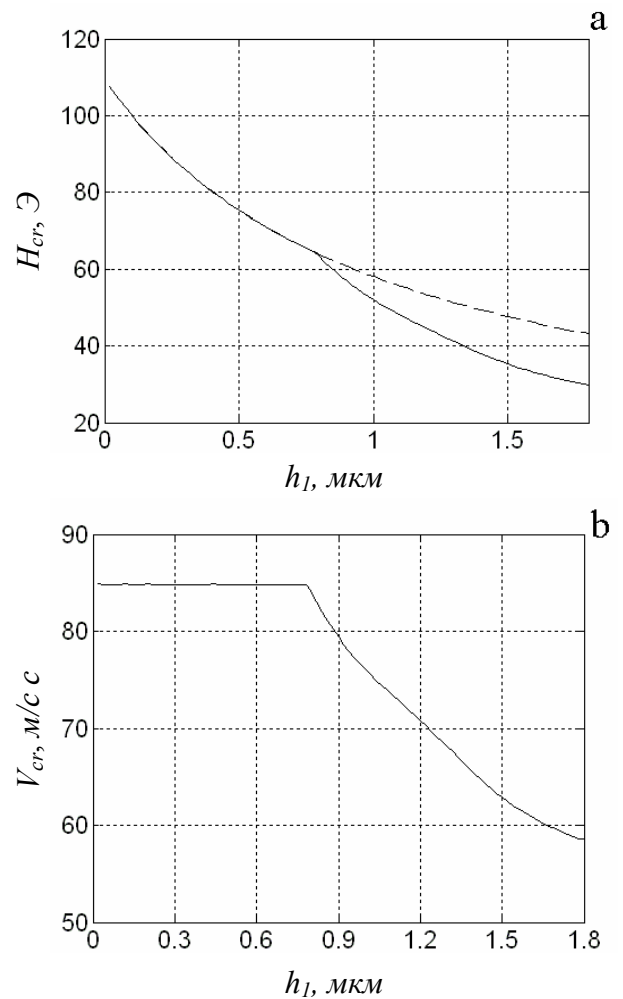


Рис. 2.32. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от толщины первого слоя h_1 : $h_2 = 1$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 1 \times 10^{-6}$ Э²с/рад. Пунктирная линия рассчитана по формуле (2.28).

При различном параметре затухания в слоях пленки стационарно движущаяся ДС всегда является искривленной по толщине пленки (см. рис. 2.33, б, рис. 2.34, б и 2.35, б), однако все участки искривленной ДС после окончания переходных процессов движутся с одинаковой скоростью (см. рис. 2.33, с, рис. 2.34, с и 2.35, с). При нестационарном движении после окончания переходных процессов на зависимостях $\varphi(z,t)$, $q(z,t)$ и $V(z,t)$ периодически повторяются участки одинаковой формы (рис. 2.36).

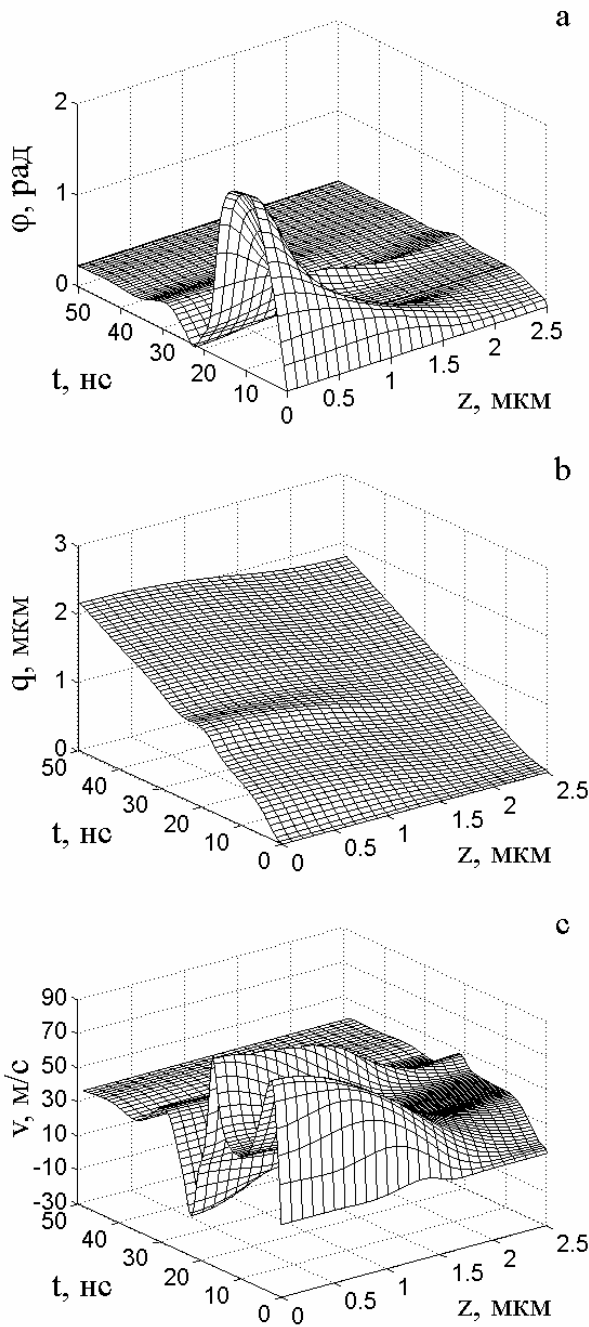


Рис. 2.33. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 21.3$ Э для пленки с $h_1 = 1.5$ мкм, $h_2 = 1.0$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Стационарный случай.

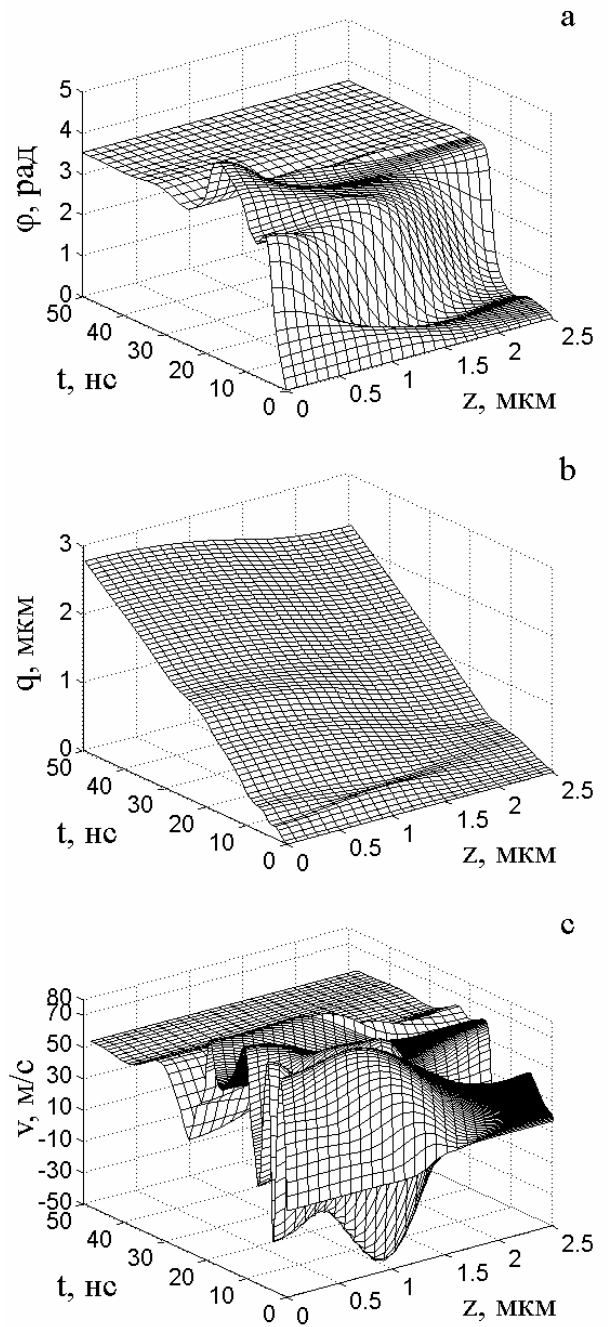


Рис. 2.34. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 30.5$ Э для пленки с $h_1 = 1.5$ мкм, $h_2 = 1.0$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Стационарный случай.

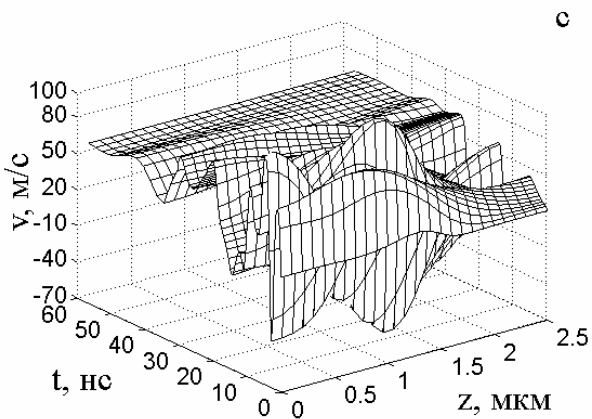
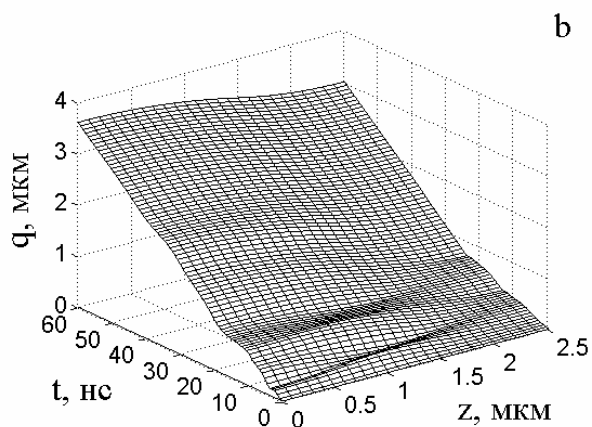
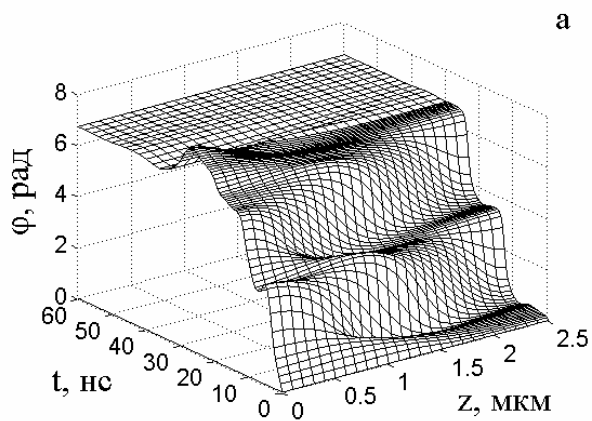


Рис. 2.35. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 35.3$ Э для пленки с $h_1 = 1.5$ мкм, $h_2 = 1.0$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Стационарный случай.

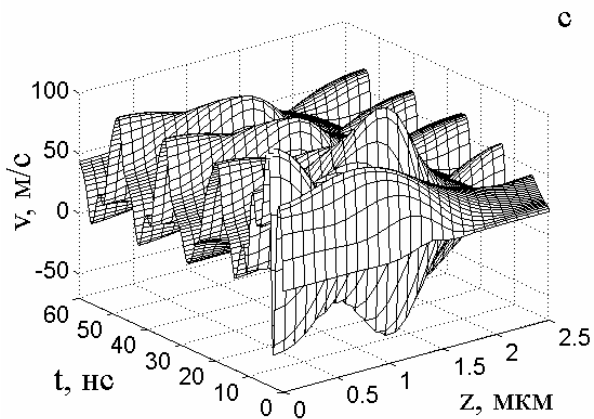
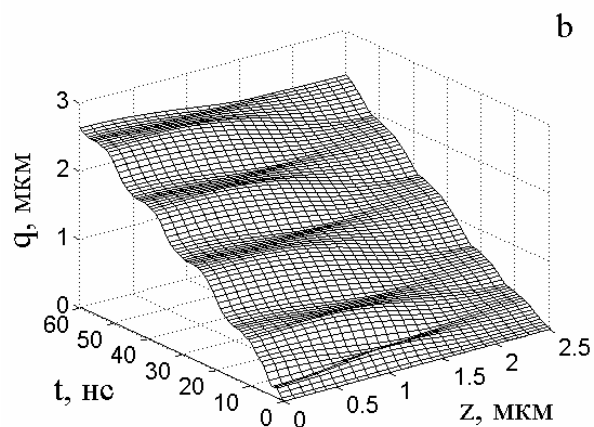
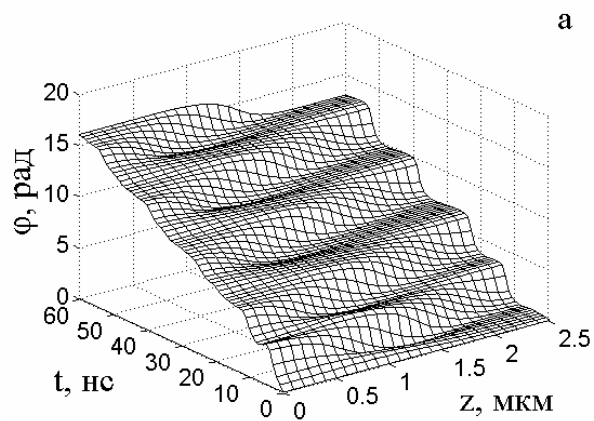


Рис. 2.36. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 36$ Э для пленки с $h_1 = 1.5$ мкм, $h_2 = 1.0$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Нестационарный случай.

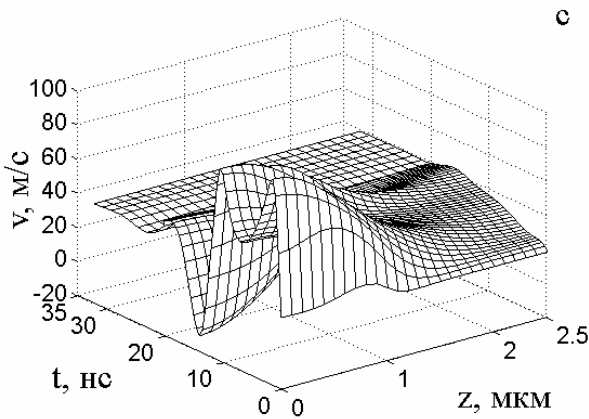
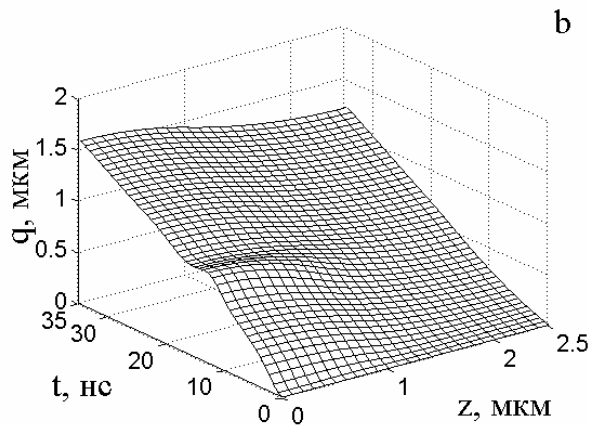
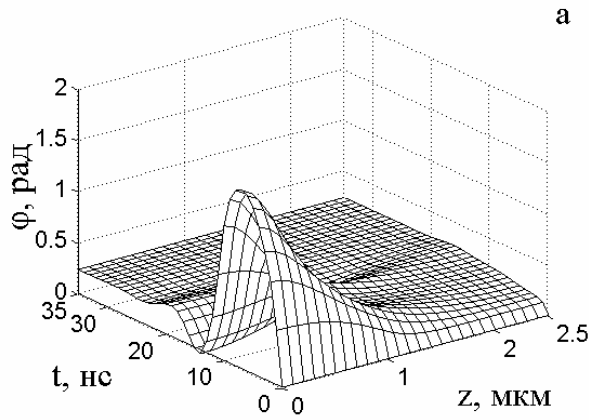


Рис. 2.37. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 30.8$ Э для пленки с $h_1 = 1$ мкм, $h_2 = 1.5$ мкм, $A_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $A_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Стационарный случай.

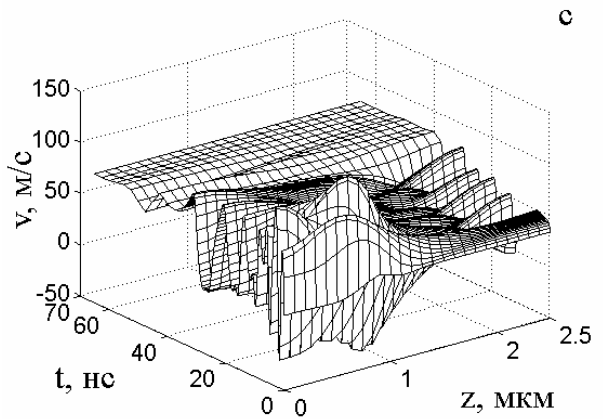
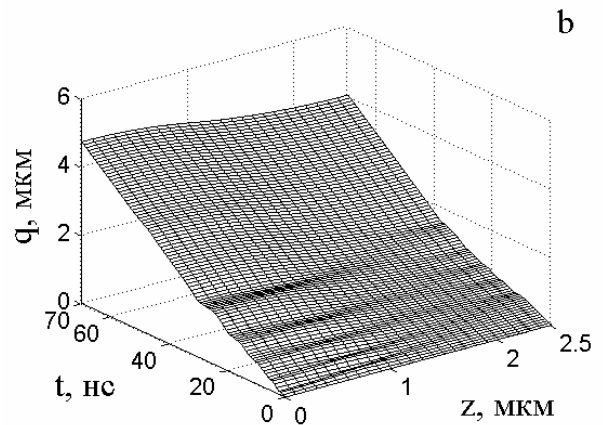
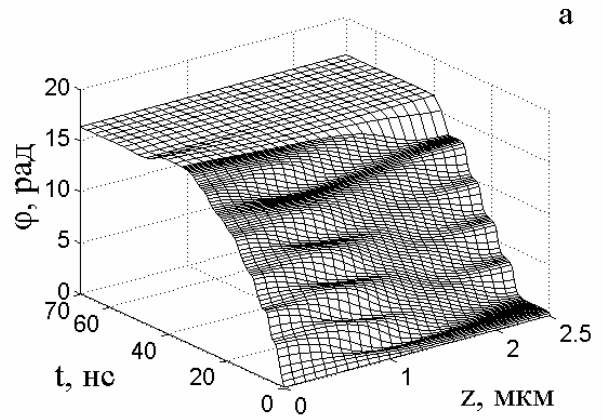


Рис. 2.38. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 61.2$ Э для пленки с $h_1 = 1$ мкм, $h_2 = 1.5$ мкм, $A_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $A_2 = 10 \times 10^{-7}$ Э²с/рад. Стационарный случай.

Из сравнения рис. 2.37, а и рис. 2.38, а видно, что стационарное движение ДС возможно и после переключения фазового угла на 5π .

На рис. 2.39 показана зависимость фазового угла ДС перед срывом стационарного движения от толщины второго слоя при $h_1 = 1$ мкм. Заметим,

что скачки фазового угла происходят при тех же значениях толщины второго слоя, что и скачки поля срыва стационарного движения ДС от h_2 (рис. 2.31).

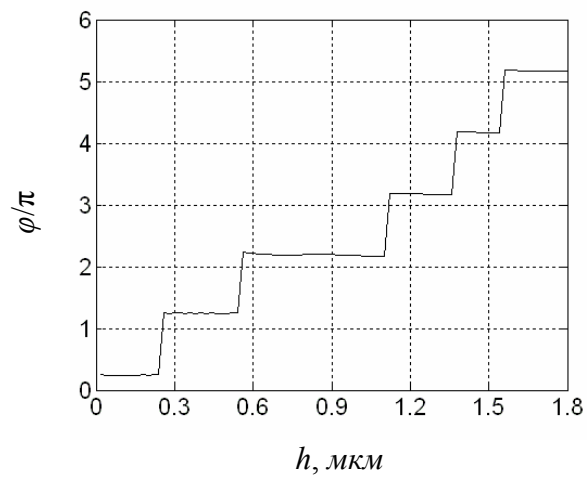


Рис.2.39. Зависимость фазового угла φ/π ДС при срыве стационарного движения от толщины второго слоя h_2 : $h_1 = 1$ мкм, $\Lambda_1 = 0.5 \times 10^{-7}$ Э²с/рад, $\Lambda_2 = 1 \times 10^{-6}$ Э²с/рад,

Выводы главы 2

1. Впервые численный метод прогонки применен для исследования динамики ДС в приближении Слончевского в двухслойных сильноанизотропных магнитоодноосных пленках с разными параметрами слоев. При этом:

- показана сходимость и устойчивость разностной схемы задачи в области стационарной и нестационарной динамики ДС и ее устойчивость в широком интервале изменения внешнего магнитного поля;
- найдено, что влияние изменения шага по толщине пленки оказывает на сходимость более слабое влияние, чем изменение шага по времени.

2. Методом прогонки решены уравнения Слончевского, записанные для двухслойных сильноанизотропных магнитоодноосных пленок без учета полей рассеяния, и получены зависимости фазового угла, положения ДС и скорости ДС от координаты вдоль нормали к пленки и времени для стационарного и нестационарного режимов движения ДС.

3. В двухслойных сильноанизотропных одноосных пленках с разным параметром затухания в слоях:

- движущаяся ДС является искривленной по толщине пленки;
- могут иметь место несколько режимов стационарного движения ДС;
- при нестационарном движении ДС на временных зависимостях профиля ДС, угла выхода векторов намагниченности и скорости ДС повторяются участки одинаковой формы;
- эффективное значение безразмерного параметра затухания в двухслойной пленке больше, чем значение этого параметра в слое с меньшей диссипацией, но меньше, чем его значение в слое с большей диссипацией.

ГЛАВА 3. ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ НАСЫЩЕНИЯ И АНИЗОТРОПИЕЙ СЛОЕВ

3.1. Поле рассеяния доменной стенки в двухслойной магнитоодносной пленке

Данная часть работы посвящена исследованию поля рассеяния ДС и скрученной структуры ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения и толщиной слоев. В простой модели с уединенной ДС, разделяющей два полубесконечных домена с намагниченностью, перпендикулярной плоскости пленки (ось z), поле рассеяния эквивалентно магнитному полю, создаваемому бесконечно длинной полоской шириной h (h – толщина пленки) с током $J_x = 2Mh$ в направлении оси x . Для точек, лежащих на плоскости ДС, это поле равно [2]:

$$H_y(z) = 4M \ln \frac{z}{z-h}. \quad (3.13)$$

Рассмотренная модель имеет существенный недостаток – расходямость поля H_y на поверхности пленки. Для устранения этого недостатка необходимо учитывать распределение намагниченности в ДС. Пусть ДС имеет ширину Δ . Поле H_y в такой модели эквивалентно полю, создаваемому двумя бесконечными полосками шириной h , которые находятся на расстоянии Δ друг от друга с однонаправленными токами $J_y = Mh$. Выражение для поля H_y на плоскости ДС имеет теперь вид [67]:

$$H_y = 2M \ln \frac{z^2 + \Delta^2/4}{(z-h)^2 + \Delta^2/4}. \quad (3.14)$$

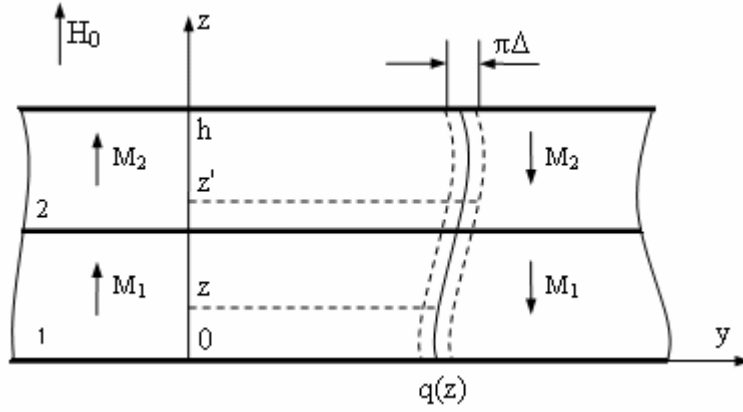


Рис. 3.1. Профиль ДС $q(z)$ в двухслойной магнитной пленке. Стрелками показаны направления внешнего магнитного поля H и намагниченности слоев M_1 и M_2 .

Для искривленной ДС, возникающей в динамических процессах, поле рассеяния имеет компоненту H_z , отличную от нуля. Выражение для поля рассеяния можно получить, полагая поле эквивалентным полю от токов, текущих по искривленным поверхностям: $q(z) - \Delta/2$ и $q(z) + \Delta/2$, где $q(z)$ координата центра ДС (рис.3.1):

$$\begin{aligned} H_y(z) &= 2M \int_0^h \left[\frac{z - z'}{(z - z')^2 + (q(z) - q(z') + \Delta/2)^2} + \frac{z - z'}{(z - z')^2 + (q(z) - q(z') - \Delta/2)^2} \right] dz' \\ H_z(z) &= 2M \int_0^h \left[\frac{q(z) - q(z') + \Delta/2}{(z - z')^2 + (q(z) - q(z') + \Delta/2)^2} + \frac{q(z) - q(z') - \Delta/2}{(z - z')^2 + (q(z) - q(z') - \Delta/2)^2} \right] dz' \end{aligned} \quad (3.15)$$

Для двухслойной пленки в статическом случае ($H = 0$, $dq/dz = 0$), интегрируя (3.15), можно получить простое выражение для поля рассеяния [68, 69]:

$$H_y = 2M_1 \ln \frac{z^2 + \Delta_1^2/4}{(z - h_1)^2 + \Delta_1^2/4} + 2M_2 \ln \frac{(z - h_1)^2 + \Delta_2^2/4}{(z - h_1 - h_2)^2 + \Delta_2^2/4}. \quad (3.16)$$

Статические конфигурации скрученной ДС рассчитывались, исходя из уравнений Слончевского:

$$\begin{aligned} \frac{2M}{\gamma}(\dot{q} - \alpha\Delta\dot{\varphi}) &= 4\pi\Delta M^2 \sin 2\varphi - 4\Delta A\nabla^2\varphi - \pi\Delta MH_y \cos \varphi \\ \frac{2M}{\gamma}\left(\dot{\varphi} + \frac{\alpha}{\Delta}\dot{q}\right) &= 2MH + \sigma\nabla^2 q \end{aligned} \quad , \quad (3.17)$$

по методике описанной в п. 2.1, используя начальные условия: $q(z)|_{t=0} = 0$, $\varphi(z)|_{t=0} = 0$, свободные граничные условия:

$$\begin{aligned} q_1|_{z=h_1} &= q_2|_{z=h_1} & \varphi_1|_{z=h_1} &= \varphi_2|_{z=h_1} \\ \frac{\partial q_1}{\partial z}\Big|_{z=h_1} &= \frac{\partial q_2}{\partial z}\Big|_{z=h_1} & \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\Big|_{z=h_1} &= \frac{\partial \varphi_2}{\partial z}\Big|_{z=h_1} \\ \frac{\partial q_1}{\partial z}\Big|_{z=0} &= 0; \frac{\partial \varphi_1}{\partial z}\Big|_{z=h} = 0; \frac{\partial q_2}{\partial z}\Big|_{z=0} &= 0; \frac{\partial \varphi_2}{\partial z}\Big|_{z=h} &= 0 \end{aligned}$$

и принимая $H = 0$.

На рис. 3.2 показаны статические структуры скрученной ДС (а) и соответствующие поля рассеяния ДС (б) при различной намагниченности насыщения и одинаковой толщине слоев, которые рассчитывали по формулам (3.16) и (3.17). Заметим, что кривые 4 на рис.3.2 получены для однородно намагниченной пленки. Из рис. 3.2 видно, что для однородно намагниченной пленки реализуются симметричная по отношению к середине пленки скрученная доменная структура и симметричная зависимость $H_y(z)$. Изменение намагниченности одного из слоев пленки приводит к появлению локального максимума (минимума) на зависимостях $\varphi(z)$ и $H_y(z)$ доменной структуры и поля рассеяния на границе слоев пленки (кривые 3 и 5 на рис. 3.2, а и кривые 1-3 и 5 на рис. 3.2,б). Если намагниченности слоев пленки сильно отличаются (кривые 1и 2 на рис.3.2,а), то в слое с меньшей

намагниченностью насыщения реализуется практически неелевская структура ДС.

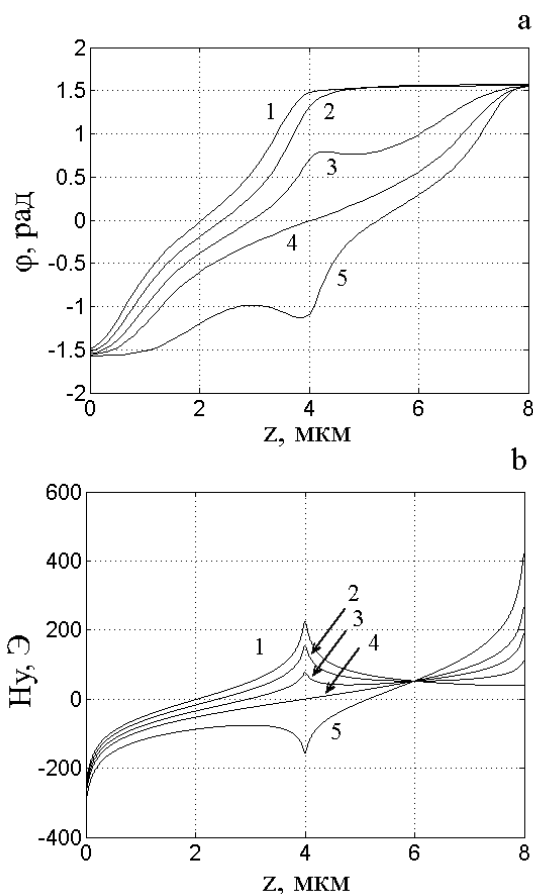


Рис.3.2. Зависимость фазового угла φ (а) и поля рассеяния H_y (б) от координаты z для разной намагниченности насыщения второго слоя $4\pi M_2$, Гс: 1 - 5, 2 - 50, 3 - 100, 4 - 150, 5 - 250; $h_1=4$ мкм, $h_2=4$ мкм, $4\pi M_1=150$ Гс, $\Delta_1=\Delta_2=0.06$ мкм, $\gamma_1=\gamma_2=1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹

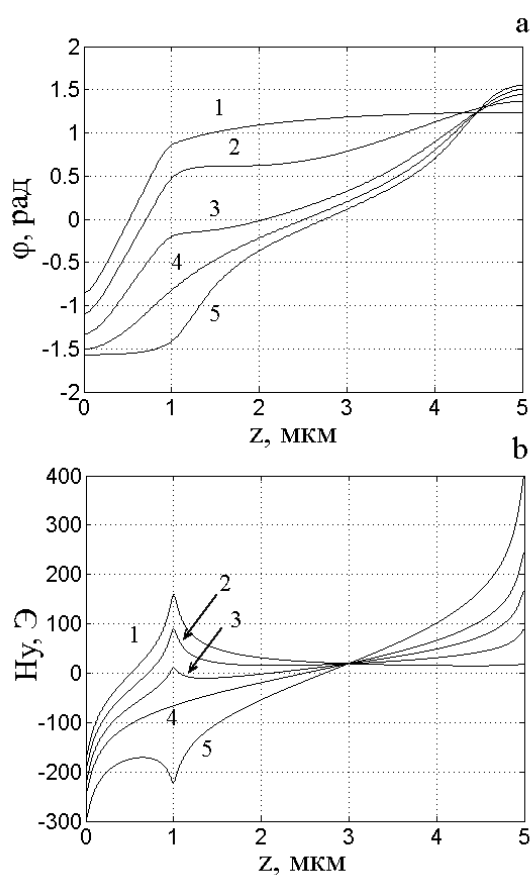


Рис.3.3. Зависимость фазового угла φ (а) и поля рассеяния H_y (б) от координаты z для разной намагниченности насыщения второго слоя $4\pi M_2$, Гс: 1 - 5, 2 - 50, 3 - 100, 4 - 150, 5 - 250; $h_1=1$ мкм, $h_2=4$ мкм, $4\pi M_1=150$ Гс, $\Delta_1=\Delta_2=0.06$ мкм, $\gamma_1=\gamma_2=1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹

На рис. 3.3 показаны зависимости $\varphi(z)$ (а) и $H_y(z)$ (б) при различной толщине ($h_1=1$ мкм и $h_2=4$ мкм) и намагниченности насыщения слоев пленки. Видно, что, как и в предыдущем случае (рис.3.2.) на границе слоев пленки имеют место особенности как поля рассеяния ДС (рис.3.3, б), так и структуры ДС (рис. 3.3, а).

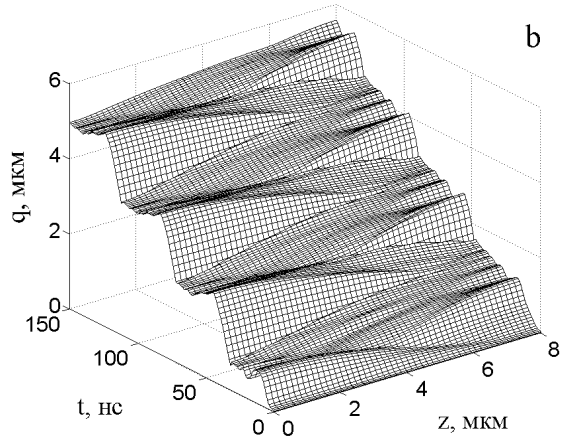
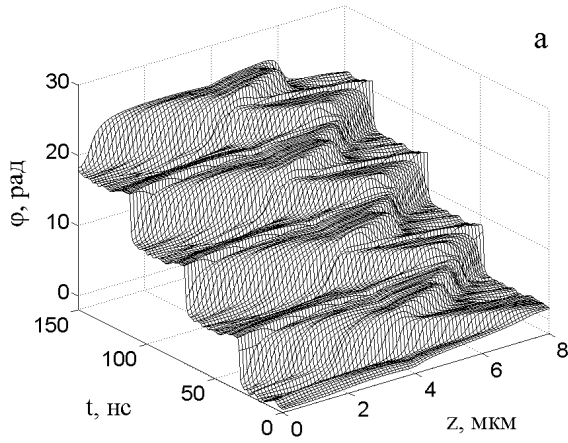


Рис.3.4 Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) от координаты z и времени t при $H = 10$ Э для пленки с $h_1 = 4$ мкм, $h_2 = 4$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $\alpha_1 = 0.04$, $\Delta_{B1} = 0.2$ мкм, $4\pi M_2 = 250$ Гс, $\alpha_2 = 0.02$, $\Delta_{B2} = 0.12$ мкм. Нестационарный случай.

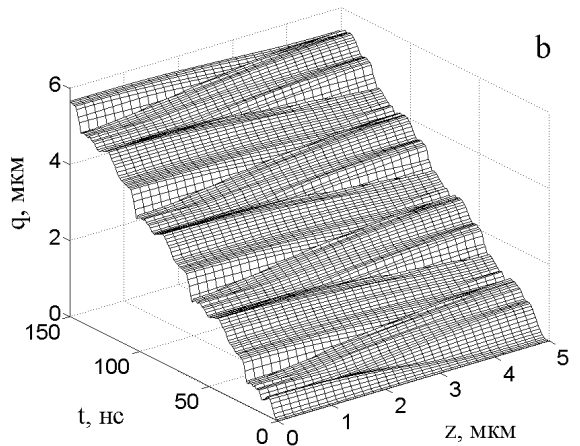
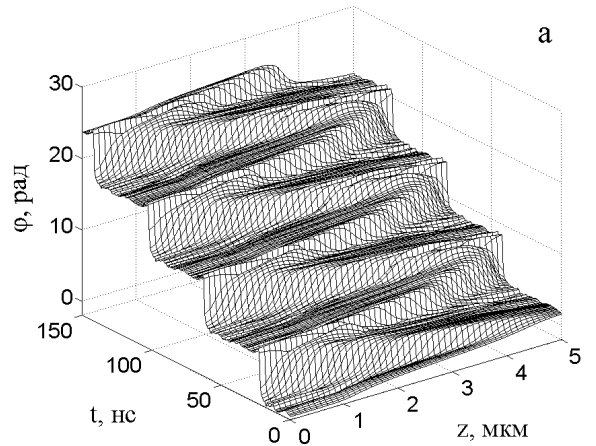


Рис.3.5 Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) от координаты z и времени t при $H = 10$ Э для пленки с $h_1 = 1$ мкм, $h_2 = 4$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $\alpha_1 = 0.04$, $\Delta_{B1} = 0.2$ мкм, $4\pi M_2 = 250$ Гс, $\alpha_2 = 0.02$, $\Delta_{B2} = 0.12$ мкм. Нестационарный случай.

На рис.3.4 – рис.3.7 представлены результаты численного моделирования динамики ДС в двухслойной пленке с учетом поля рассеяния ДС (3.16).

Рис. 3.4 относится к пленке с $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1 = 4$ мкм, $4\pi M_2 = 250$ Гс, $h_2 = 4$ мкм. Начальное распределение фазового угла показано на рис. 3.2, а (кривая 5). Из рис. 3.4 видно, что ГБЛ зарождается во втором слое пленки, проходит до границы слоев, частично отражается, образуя π – ГБЛ, и частично проходит в первый слой, образуя 2π – ГБЛ, которая прорывается на свободную поверхность первого слоя и исчезает. Отраженная от границы слоев π – ГБЛ доходит до некоторой точки во втором слое, после

чего возвращается назад к границе слоев, затем снова идет вперед и вызывает зарождение π – линии, которая снова идет к границе слоев, и 2π – линии, которая прорывается на свободную поверхность второго слоя и исчезает. Прорывы ГБЛ на поверхности пленки сопровождаются локальными максимумами профиля ДС (рис. 3.4, b).

На рис.3.5. представлена динамика ДС для пленки с $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1=1$ мкм, $4\pi M_2 = 250$ Гс, $h_2=4$ мкм. Соответствующая начальная форма скрученности ДС показана на рис. 3.3, а, (кривая 5). Видно, что в этом случае ГБЛ зарождается также во втором слое, идет к границе раздела слоев пленки, частично отражается от этой границы, и в момент прорыва на свободную поверхность первого слоя превращается в 2π – линию, которая отражается от этой поверхности, прорывается к свободной поверхности второго слоя, превращаясь в 2π – линию.

Рис. 3.6 иллюстрирует динамику ДС в двухслойной пленке с $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1=4$ мкм, $4\pi M_2 = 50$ Гс, $h_2=4$ мкм. В этом случае ГБЛ зарождается на границе раздела слоев, прорывается на поверхность свободную первого слоя, отражается от него, снова доходит до границы слоев, частично проходит во второй слой, образуя 2π – линию, и частично отражается, также образуя 2π – линию. Соответствующая зависимость профиля ДС от координаты z и времени показана на рис. 3.6, b.

Рис. 3.7 иллюстрирует динамику ДС для пленки с $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1=1$ мкм, $4\pi M_2 = 50$ Гс, $h_2=4$ мкм. Видно, что ГБЛ зарождается на границе слоев, прорывается к свободной поверхности второго слоя и при $t = 75$ нс образуется 3π – линия, которая при $t=100$ нс прорывается на свободную поверхность первого слоя, отражается, зарождая π – линию. Далее весь процесс повторяется.

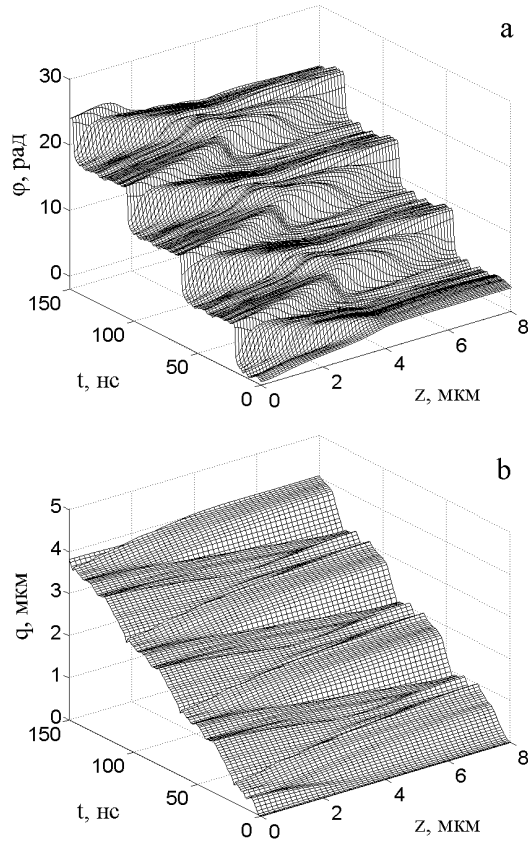


Рис. 3.6 Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) от координаты z и времени t при $H = 10$ Э для пленки с $h_1 = 4$ мкм, $h_2 = 4$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $\alpha_1 = 0.04$, $\Delta_{B1} = 0.2$ мкм, $4\pi M_2 = 50$ Гс, $\alpha_2 = 0.13$, $\Delta_{B2} = 0.6$ мкм. Нестационарный случай.

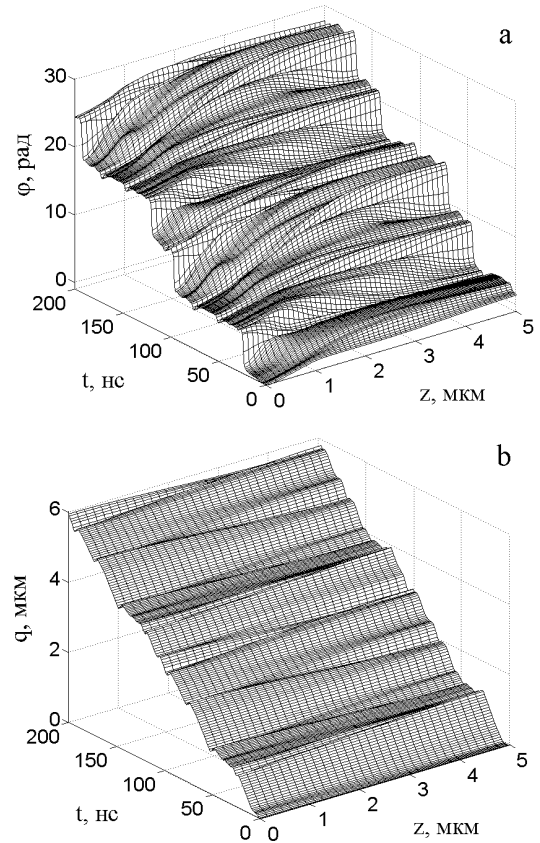


Рис. 3.7 Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) от координаты z и времени t при $H = 10$ Э для пленки с $h_1 = 1$ мкм, $h_2 = 4$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $\alpha_1 = 0.04$, $\Delta_{B1} = 0.2$ мкм, $4\pi M_2 = 50$ Гс, $\alpha_2 = 0.13$, $\Delta_{B2} = 0.6$ мкм. Нестационарный случай.

3.2 Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения в слоях

В данном параграфе исследуется динамика ДС в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения в слоях [70]. Остальные параметры слоев были одинаковы и равны: $A = 3.7 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $\Delta = 0.06$ мкм, $\alpha = 0.3$, $\gamma = 1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹.

На рис. 3.8, а и рис. 3.9, а показаны зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля при двух различных соотношениях толщины слоев. Соответствующие зависимости $\omega(H)$ показаны на рис. 3.8, б и рис. 3.9, б. Первый пик скорости на рис. 3.8, а и рис. 3.9, б соответствует срыву стационарного движения ДС, затем начинается нестационарное движение ДС, при котором фазовый угол в ДС увеличивается вследствие зарождения и продвижения ГБЛ по толщине пленки (рис. 3.12). Второй пик на кривой $V(H)$ соответствует значению магнитного поля, при котором фазовый угол увеличивается также из-за зарождения ГБЛ, но при этом время прохождения ГБЛ по толщине пленки не совпадает с периодом прецессии намагниченности в ДС (рис. 3.13). Фазовый угол по толщине пленки увеличивается практически однородно, и при этом растет скорость прецессии намагниченности. Период изменения фазового угла в этом случае больше, чем 2π (рис. 3.13, а). Пики скорости (рис. 3.8, а и рис. 3.9, а) сопровождаются провалами на зависимости угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от внешнего магнитного поля (рис. 3.8, б и рис. 3.9, б). Уменьшение скорости прецессии намагниченности в ДС приводит к увеличению ее скорости. Увеличение толщины пленки приводит к росту числа пиков (рис. 3.9). Уменьшение толщины первого слоя до $h_1 = 0.2$ мкм практически не влияет на поле и скорость срыва стационарного движения ДС.

На рис. 3.10 показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от намагниченности насыщения первого слоя пленки. Видно, что минимальные значения этих величин соответствуют однородно намагниченной пленке.

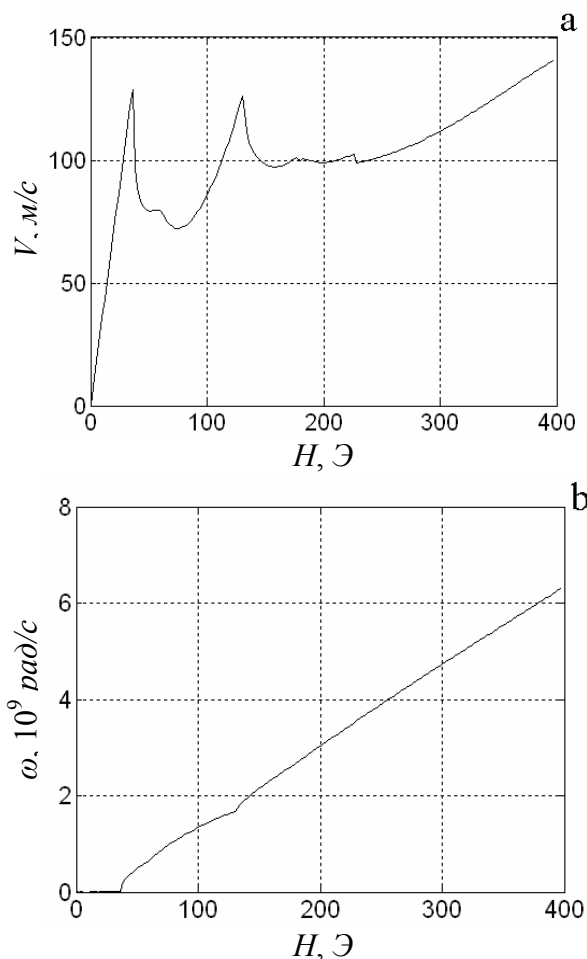


Рис. 3.8. Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1 = 0.5$ мкм, $4\pi M_2 = 300$ Гс, $h_2 = 0.2$ мкм.

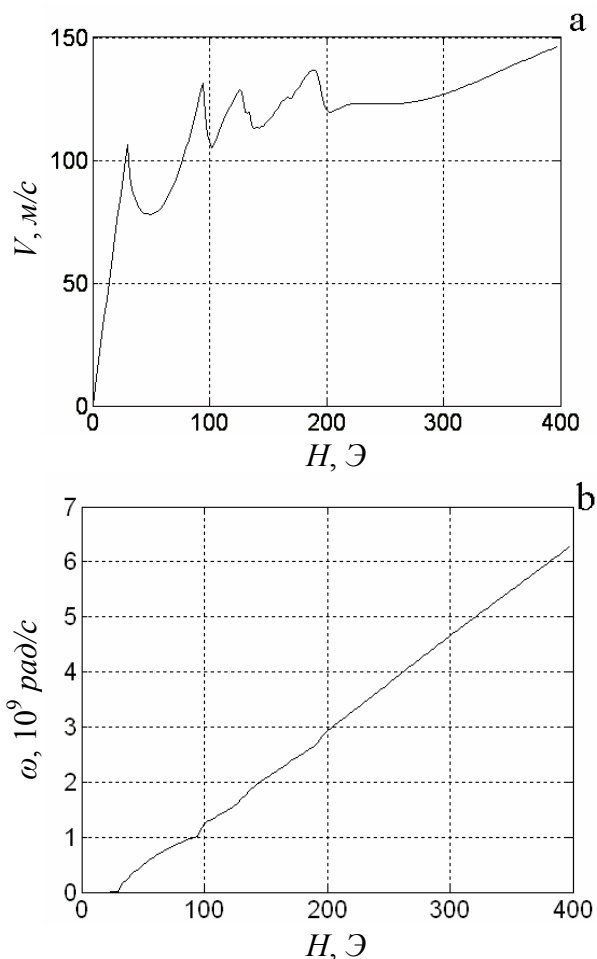


Рис. 3.9. Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $4\pi M_1 = 150$ Гс, $h_1 = 0.5$ мкм, $4\pi M_2 = 300$ Гс, $h_2 = 0.5$ мкм.

Рис. 3.14 и рис. 3.15 иллюстрируют динамику ДС для двух значений намагниченности насыщения первого слоя. При $4\pi M_1 = 100$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс (рис. 3.14) ГБЛ зарождается практически у поверхности второго слоя, свободно выходит на поверхность первого слоя ($t=20$ нс) и исчезает, затем, происходит зарождение ГБЛ на границе раздела слоев ($t=50$ нс) и выход ее на поверхность второго слоя и процесс повторяется. Видно, что при $4\pi M_1 = 500$ Гс (рис. 3.15), ГБЛ, зародившаяся на границе раздела слоев пленки, встречает барьер вблизи поверхности первого слоя, благодаря влиянию полей рассеяния ДС, прорывается на поверхность первого слоя ($t=40$ нс),

отражается, свободно выходит на поверхность второго слоя ($t=50$ нс) и исчезает. Затем процесс повторяется.

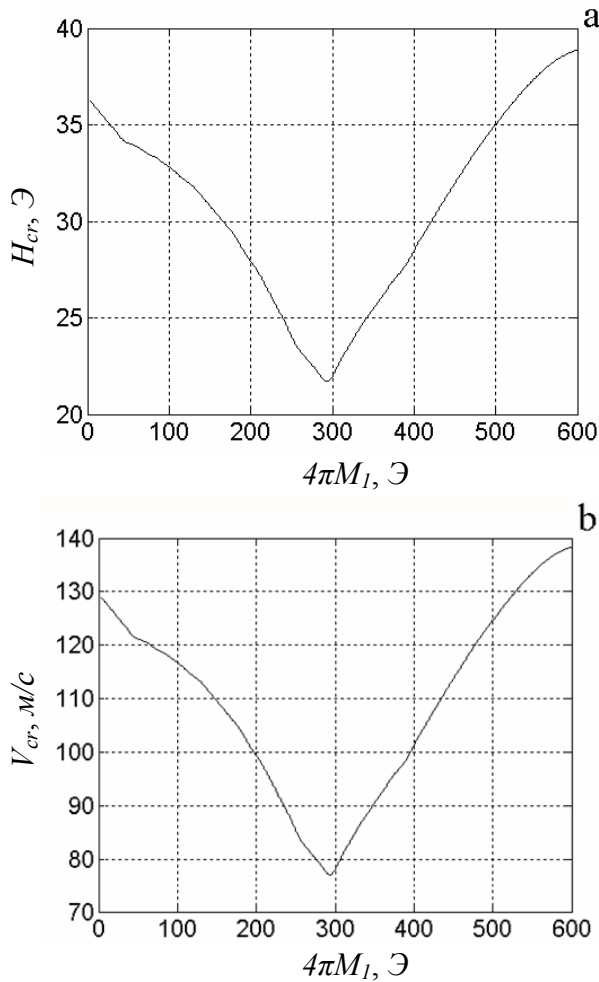


Рис. 3.10. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от намагниченности насыщения первого слоя $4\pi M_1$ при $4\pi M_2 = 300$ Гс, $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм.

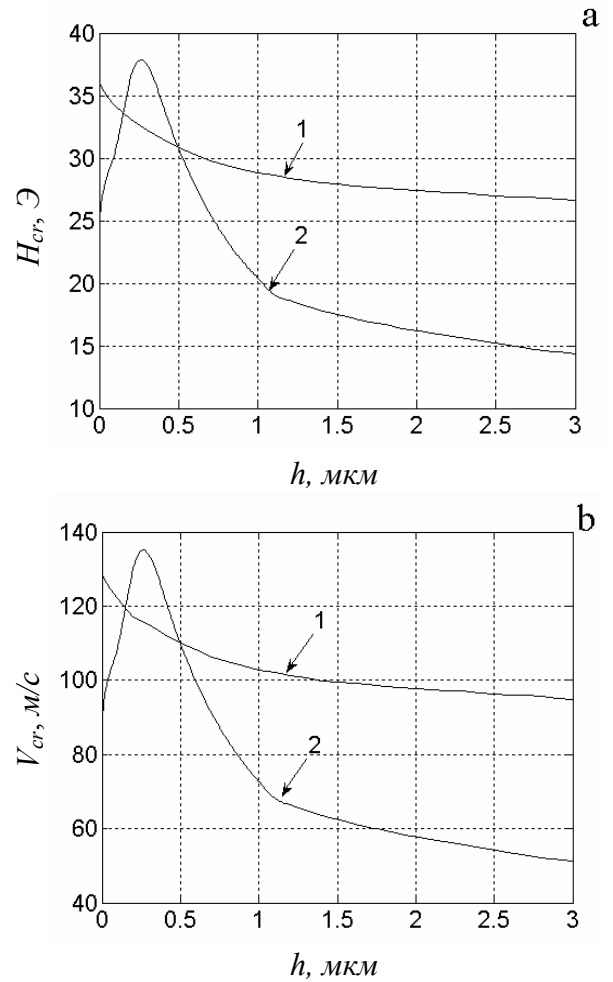


Рис. 3.11. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке от толщины первого (1) и второго (2) слоев: 1 – $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс; 2 – $h_1 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс.

На рис. 3.11 показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины слоев пленки. Видно, что при увеличении толщины первого слоя пленки обе эти величины монотонно уменьшаются. На зависимостях $H_{cr}(h_2)$ и $V_{cr}(h_2)$ имеет место максимум.

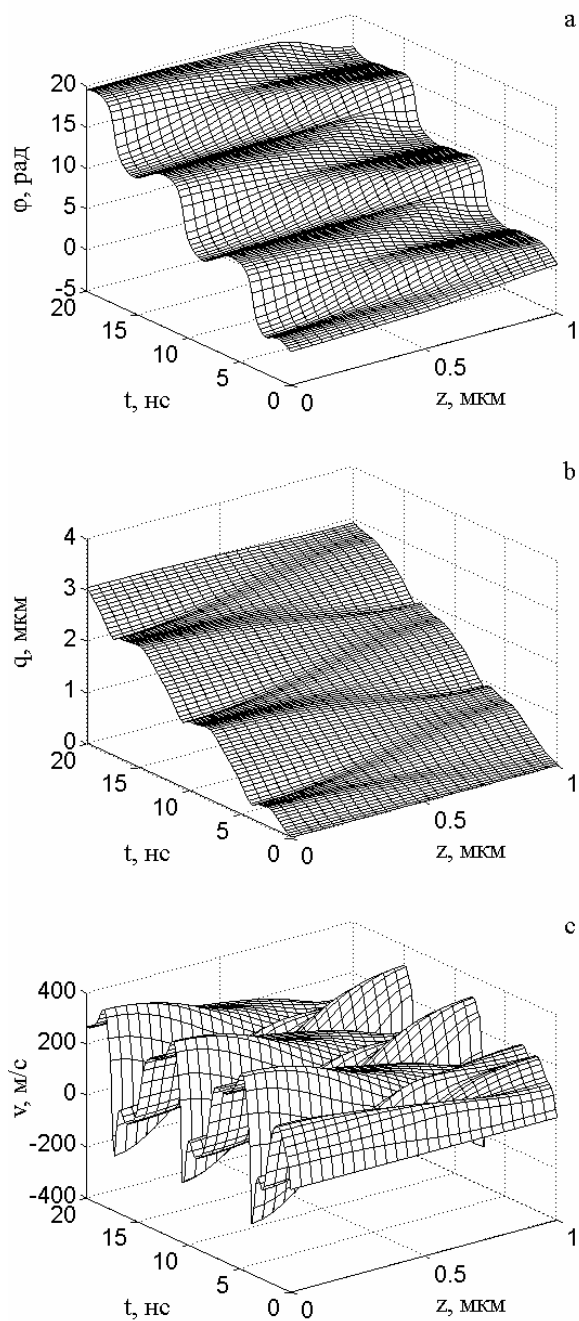


Рис. 3.12. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 94$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

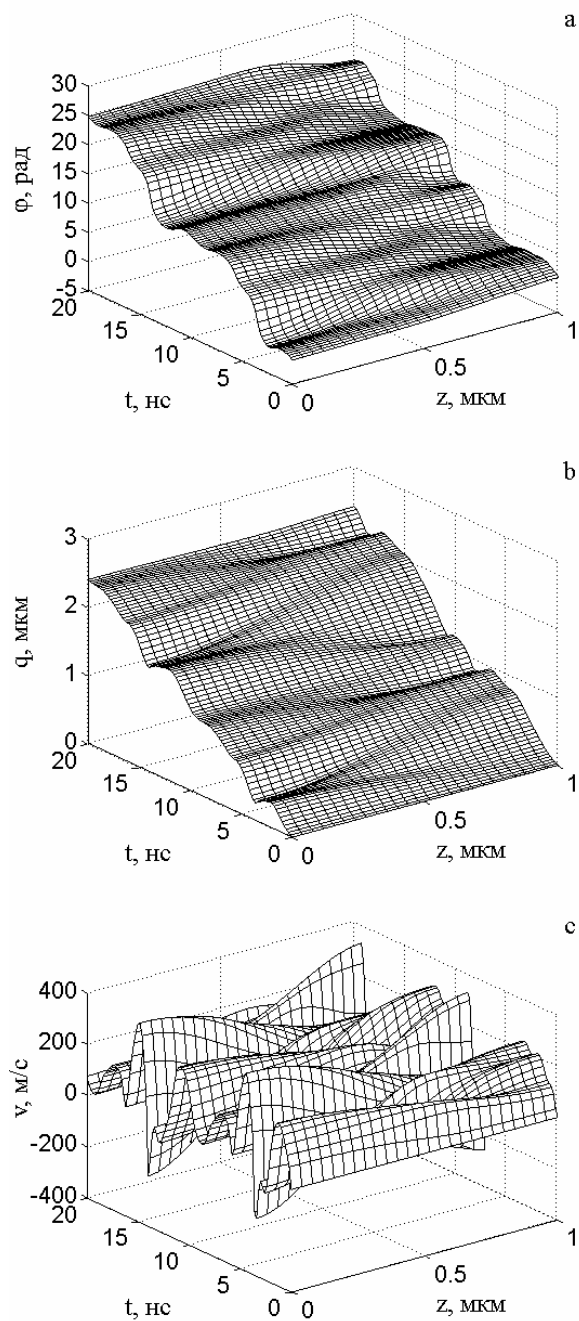


Рис. 3.13. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 102$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

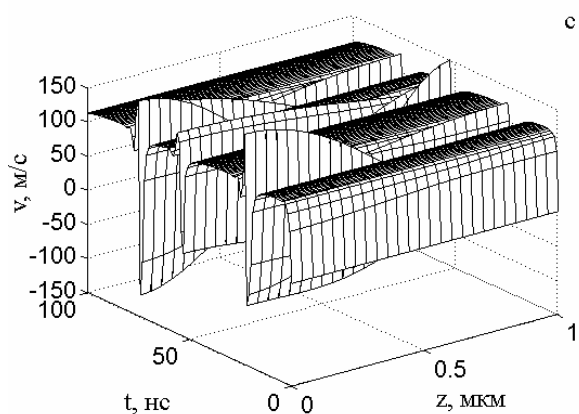
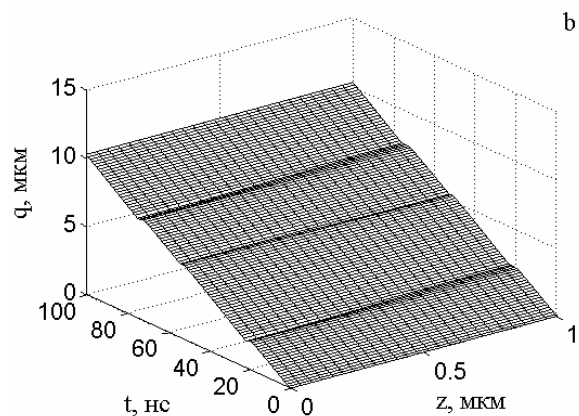
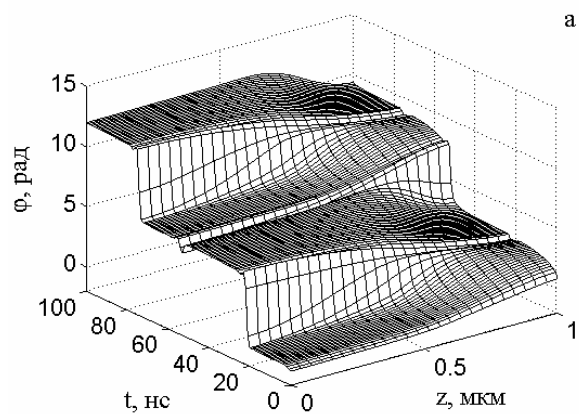


Рис. 3.14. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 35$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 100$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

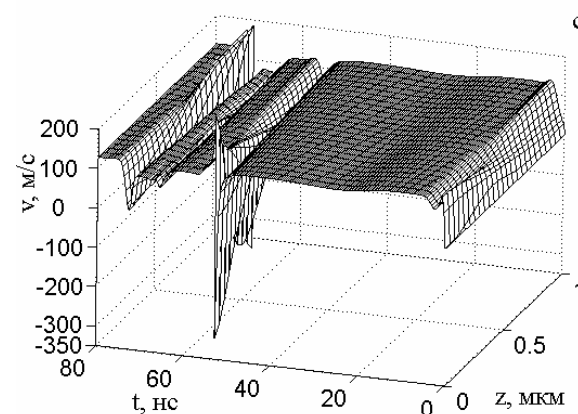
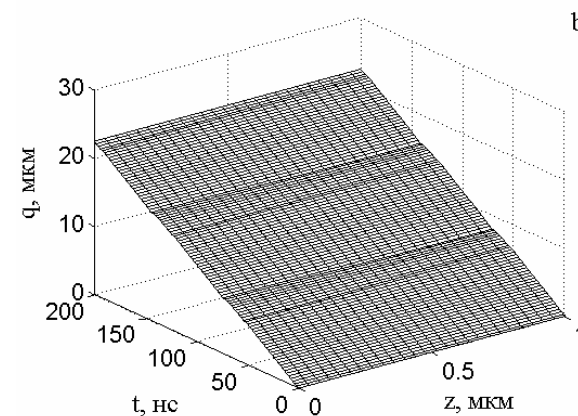
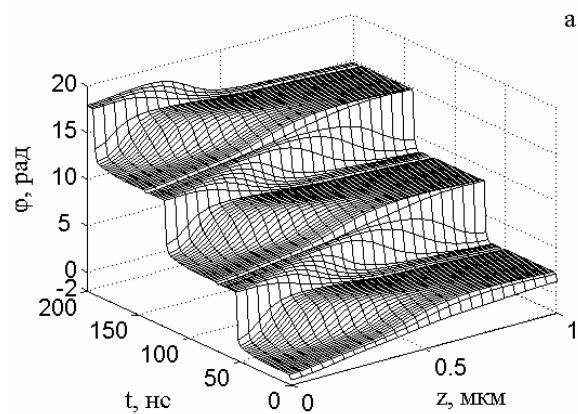


Рис. 3.15. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 35$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 500$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

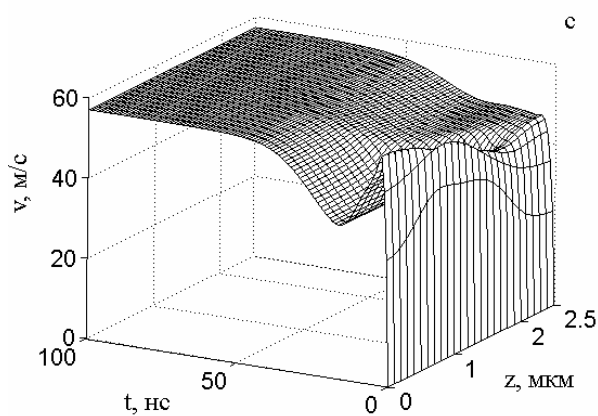
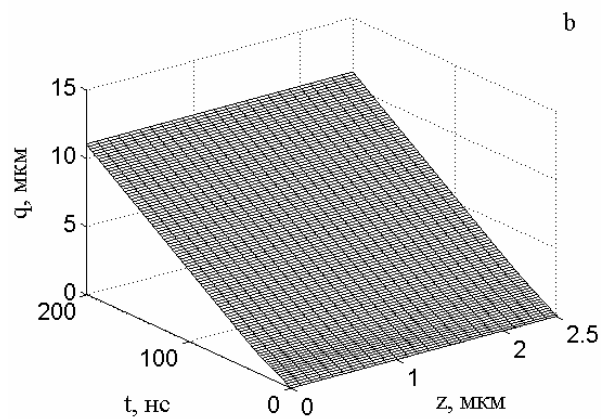
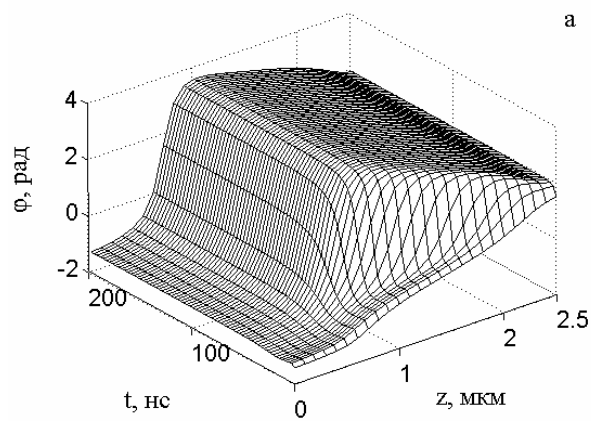


Рис. 3.16. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 16.0$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 2.0$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Стационарный случай.

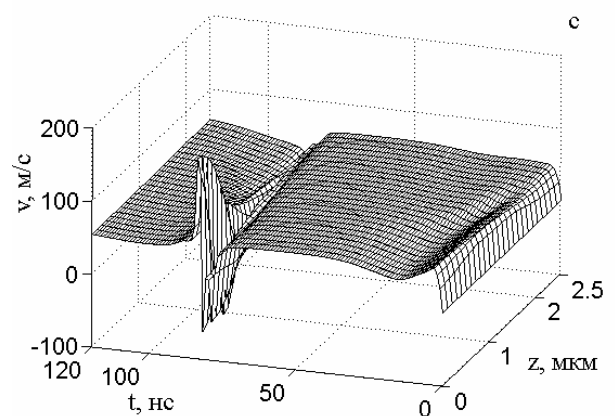
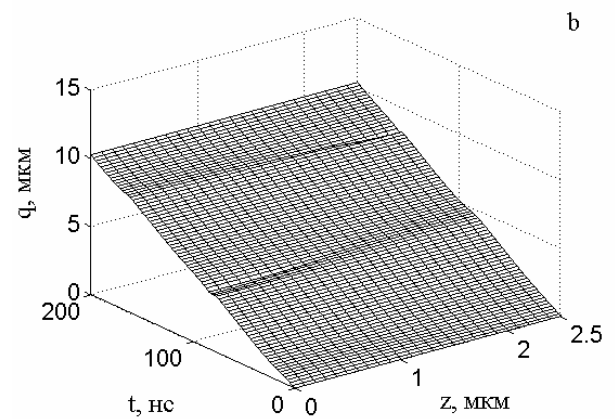
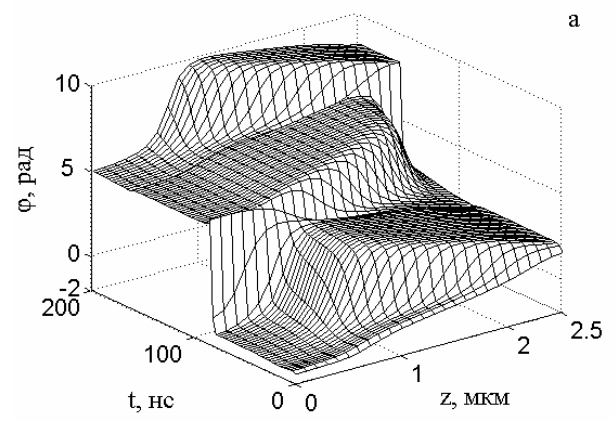


Рис. 3.17. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 16.8$ Э для пленки с $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 2.0$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

Динамика ДС при $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 2.0$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс показана на рис. 3.16, 3.17. Рис. 3.16 иллюстрирует стационарное движение ДС в случае, когда ГБЛ доходит до границы слоев и останавливается благодаря влиянию поля рассеяния ДС. Нестационарное движение ДС для этого случая иллюстрируют рис. 3.17. Видно, что ГБЛ зарождается вблизи

поверхности второго слоя и поочередно отражается от свободных поверхностей пленки, преодолевая потенциальные барьеры в виде большого значения поля рассеяния ДС вблизи поверхностей пленки.

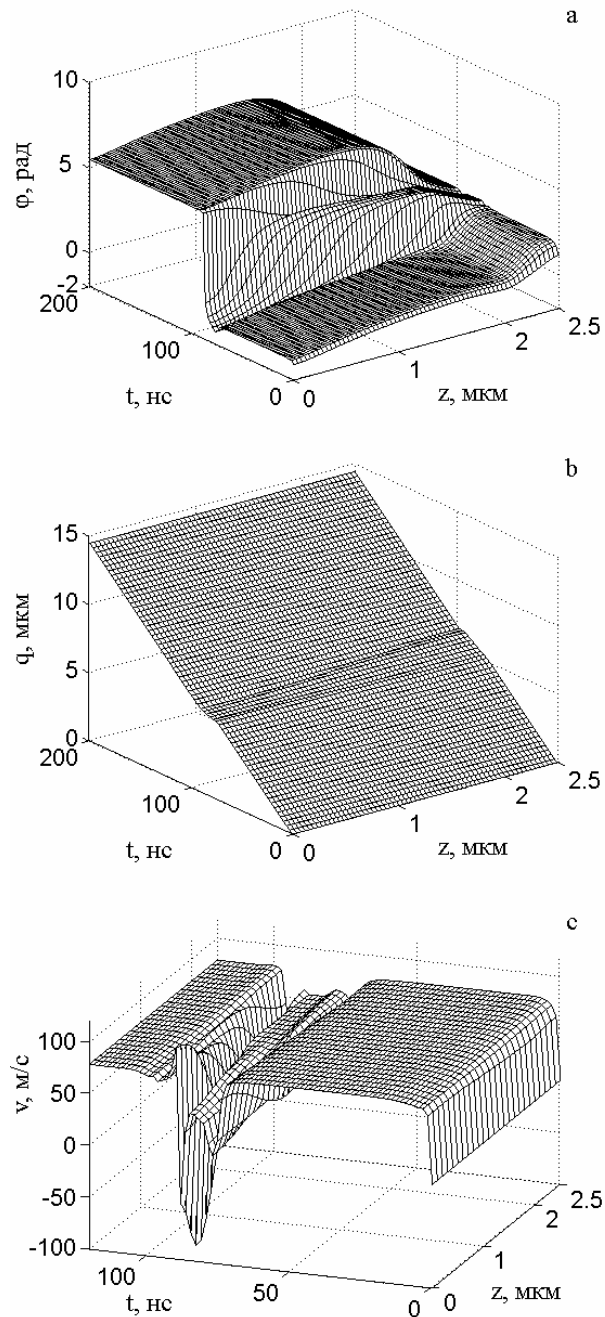


Рис. 3.18. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 21.9$ Э для пленки с $h_1 = 2.0$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Стационарный случай

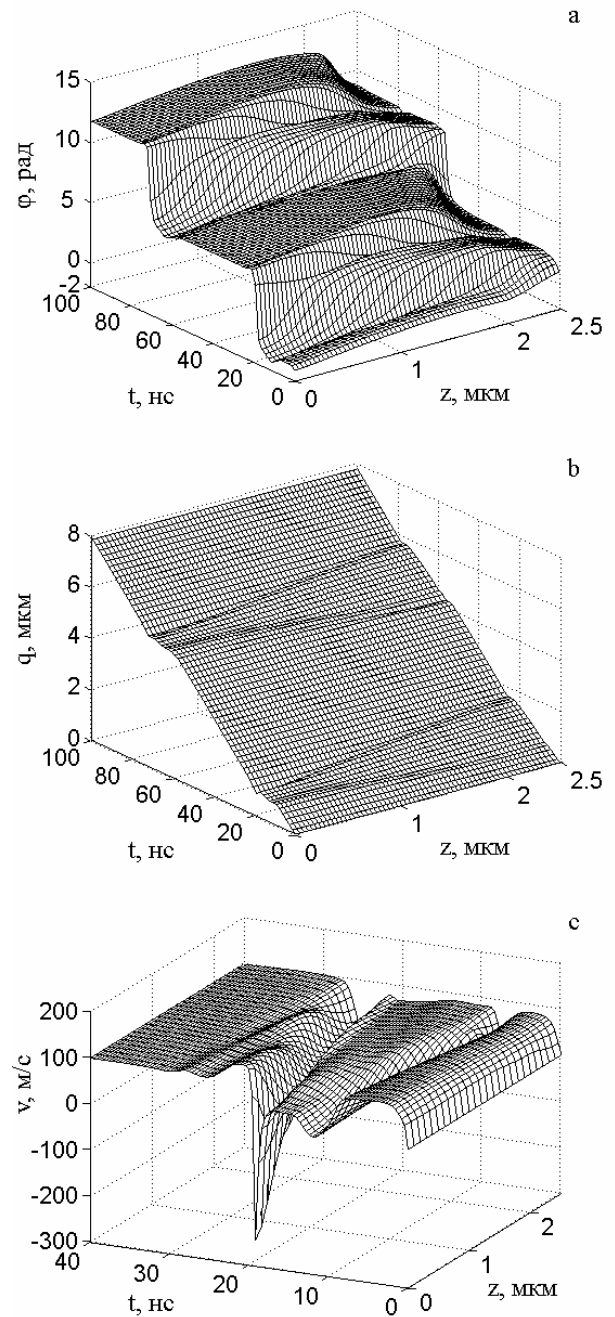


Рис. 3.19. Зависимости фазового угла φ в ДС (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H = 28.7$ Э для пленки с $h_1 = 2.0$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс. Нестационарный случай.

Рис. 3.18 иллюстрирует стационарное движение ДС, при котором фазовый угол в первом слое «переключается» на 2π , а во втором слое практически не меняется. Нестационарная динамика ДС для этой пленки показана на рис. 3.19. В этом случае ГБЛ также поочередно отражается от поверхностей пленки. В отличие от случая с параметрами: $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 2.0$ мкм, $4\pi M_1 = 150$ Гс, $4\pi M_2 = 300$ Гс (рис. 3.16, 3.17) ГБЛ не встречает потенциального барьера у поверхности первого слоя и сводного выходит на поверхность первого слоя. Однако у поверхности второго слоя барьер остается.

3.3. Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различной одноосной анизотропией слоев

В данном параграфе исследуется динамика ДС в двухслойной пленке с различной одноосной магнитной анизотропией слоев [71, 72]. Остальные параметры слоев были выбраны следующими: $A=3.7 \times 10^{-7}$ эрг/см, $4\pi M=300$ Гс, $\gamma=1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹, $\alpha=0.3$. Исследуются зависимость скорости ДС от внешнего магнитного поля при различных соотношениях толщины слоев пленки, влияние анизотропии первого слоя пленки и толщины слоев на поле и скорость срыва стационарного движения ДС.

На рис. 3.20 и рис. 3.21 показаны зависимости $V(H)$ при различных толщинах слоев пленки. Как и в п.3.2. первый пик на кривых $V(H)$ соответствует срыву стационарного движения ДС, а второй пик ограничивает область устойчивости движения ГБЛ.

Нестационарная динамика ДС, соответствующая рис. 3.21 при $H=100$ Э показана на рис. 3.22, а. Видно, что на зависимости $\varphi(z,t)$ повторяются участки, соответствующие переключению фазового угла на 2π . При увеличении поля до 104 Э, такая 2π -периодичность на зависимости фазового угла по 2π сбивается (рис. 3.23) и составляет в данном случае 7π . Пик скорости ДС, при $H=100$ Э соответствует режиму движения, при котором фазовый угол φ переключается с помощью движения ГБЛ по толщине пленки. При дальнейшем увеличении поля переключение фазового угла с помощью единственной ГБЛ становится не выгодной, т.к. при этом уменьшается общая угловая скорость ω (рис. 3.21, б) и происходит зарождение других ГБЛ, которые, однако, не успевают развиваться вследствие малой толщины пленки.

Динамику ДС вблизи второго пика на кривой $V(H)$, имеющего место при $H=180$ Э, (рис.3.38) иллюстрируют рис. 3.24 и рис. 3.25. При $H=176$ Э (рис.3.24) фазовый угол, как и на рис. 3.22, периодически увеличивается на 2π , тогда как при $H=184$ Э (рис. 3.25), периодичность φ по времени намного превышает 2π .

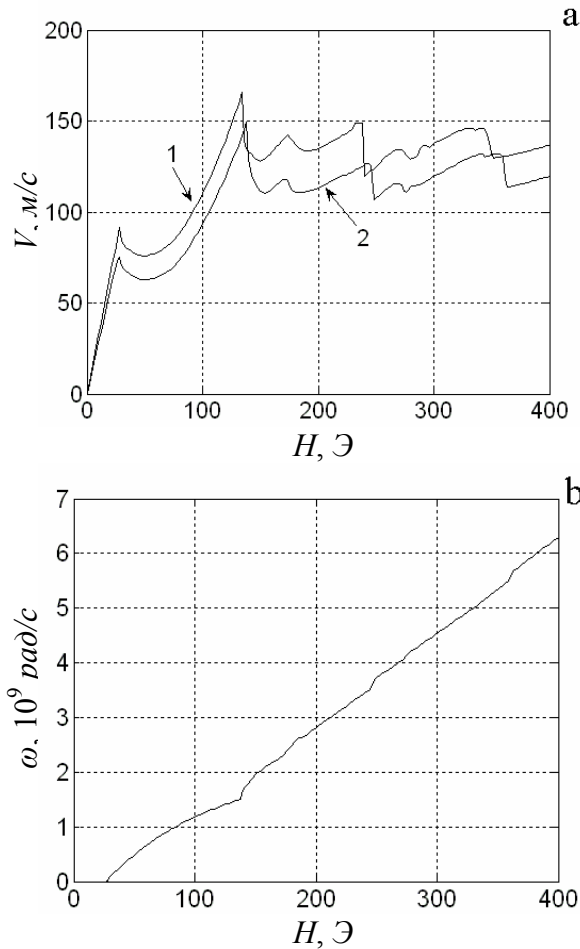


Рис. 3.20 Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $K_1 = 1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³ при разной толщине слоев пленки: 1 – $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.2$ мкм, 2 – $h_1 = 0.2$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм.

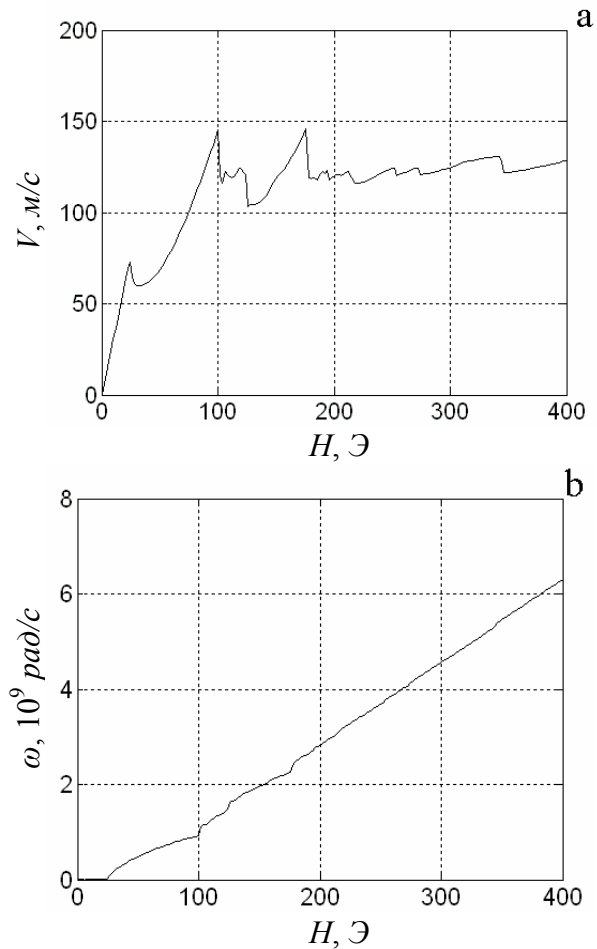


Рис. 3.21. Зависимость скорости ДС V (a) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (b) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $K_1 = 10^4$ эрг/см³, $K_2 = 2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм.

На рис. 3.26 показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от константы одноосной магнитной анизотропии первого слоя пленки. Видно, что поле срыва стационарного движения ДС имеет минимальное значение при $K_1 = 2.2 \times 10^4$ эрг/см³, причем кривая $H_{cr}(K_1)$ (рис. 3.26, а) практически симметрична около этого значения. В то же время скорость срыва стационарного движения ДС монотонно уменьшается с ростом K_1 (рис. 3.26, б).

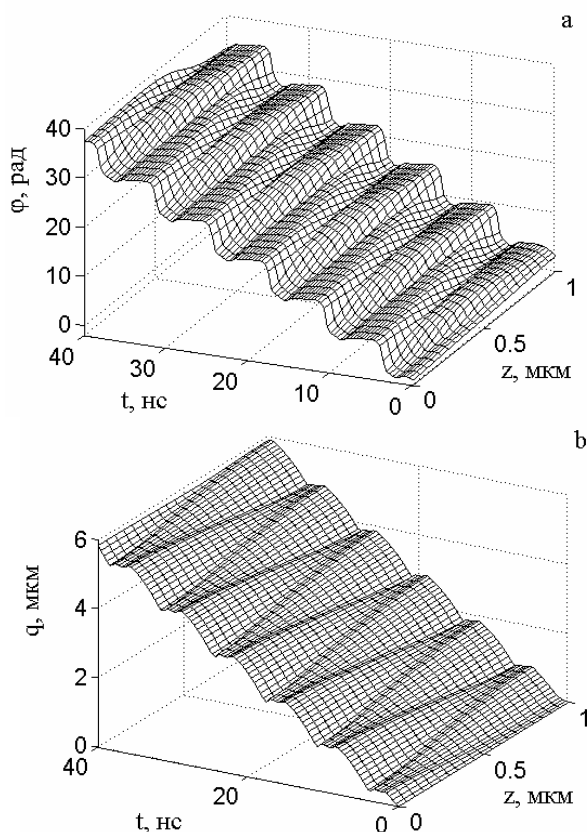


Рис. 3.22. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=100$ Э для пленки с $K_I=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм. Нестационарная динамика.

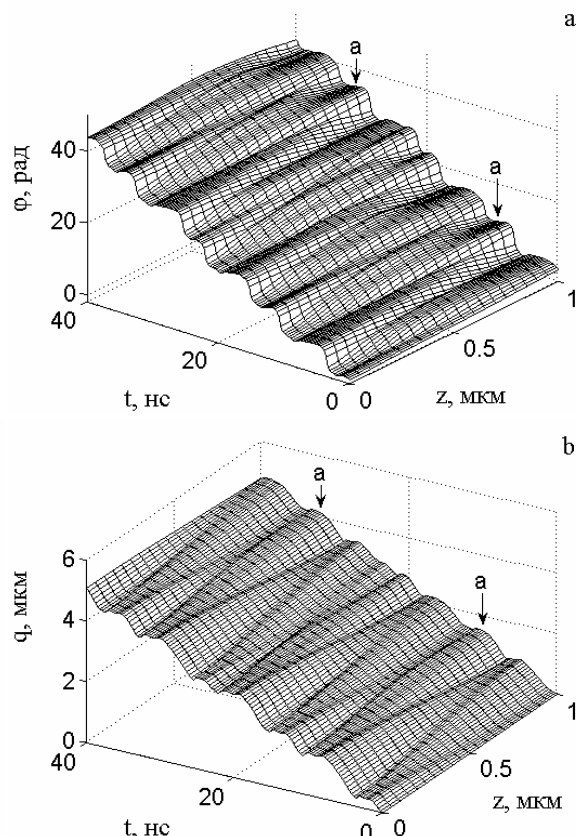


Рис.3.23. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=104$ Э для пленки с $K_I=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм. Нестационарная динамика.

Динамика ДС при различных значениях K_I показана на рис. 3.28 – рис. 3.30. Сравнение рис. 3.28 ($K_I=0.5 \times 10^4$ эрг/см³) и рис. 3.29 ($K_I=5 \times 10^4$ эрг/см³) показывает, что ГБЛ труднее проникнуть в слой меньшей анизотропией. Также следует отметить, что ГБЛ свободно прорывается на поверхность слоя с большей анизотропией, не встречая барьера в виде большого значения поля рассеяния ДС у поверхности пленки, что также видно и для пленки с толщиной 2.5 мкм рис. 3.32, 3.33. Стационарное и нестационарное движение ДС при значении $K_I=2.2 \times 10^4$ эрг/см³, соответствующем минимуму на кривой $H_{cr}(K_I)$ (рис. 3.26, а), иллюстрируют рис. 3.30 и рис. 3.31, соответственно.

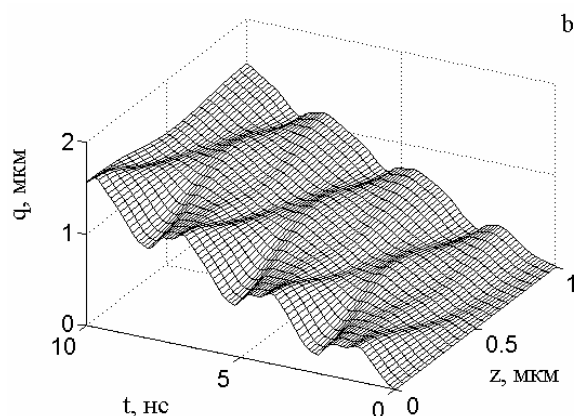
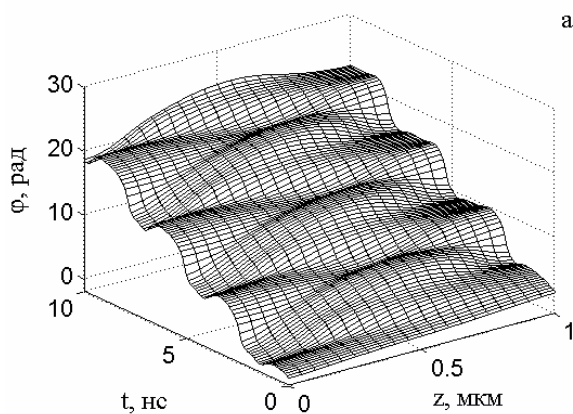


Рис. 3.24. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=176$ Э для пленки с $K_1=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм. Нестационарная динамика.

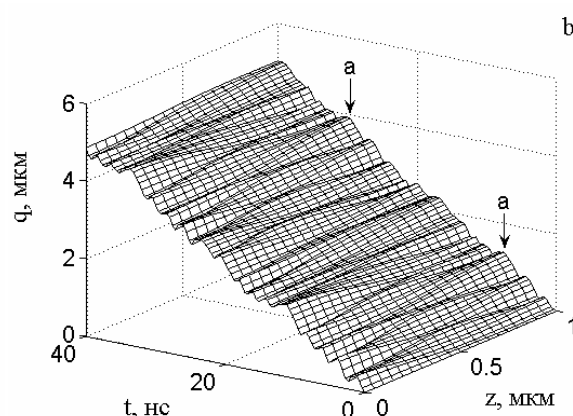
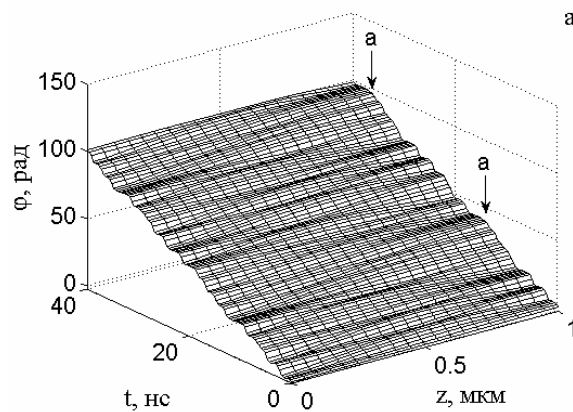


Рис.3.25. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=184$ Э для пленки с $K_1=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм. Нестационарная динамика.

Видно, что увеличение фазового угла φ в ДС происходит с помощью зарождения и продвижения ГБЛ по толщине пленки. При стационарной динамике ДС вследствие влияния поля рассеяния ДС ГБЛ останавливается вблизи поверхности первого слоя пленки и прорывается на поверхность при $H=23$ Э (рис. 3.31), срывая стационарное движение ДС. Из рис. 3.31 видно, что при движении ГБЛ в этом случае встречает потенциальные барьеры в виде больших значений поля рассеяния на обеих поверхностях пленки.

На рис. 3.27 показаны зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины одного из слоев пленки. Из рисунка видно, что при увеличении толщины второго слоя поле и скорость срыва монотонно уменьшаются. На зависимости поля и скорости срыва от толщины первого слоя обнаружен слабый минимум при $h_1=0.32$ мкм.

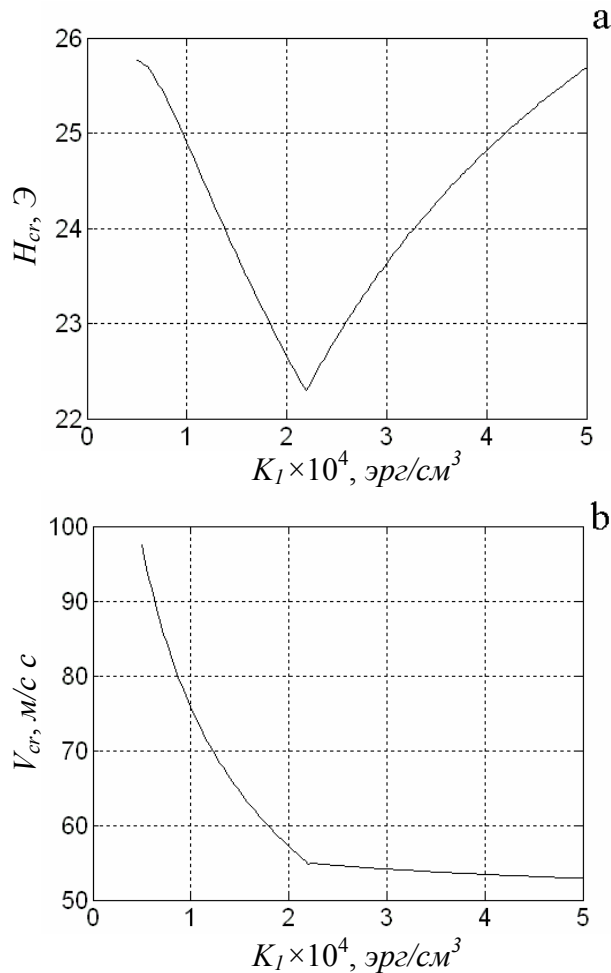


Рис. 3.26. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от константы анизотропии K_1 первого слоя в двухслойной пленке с $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм.

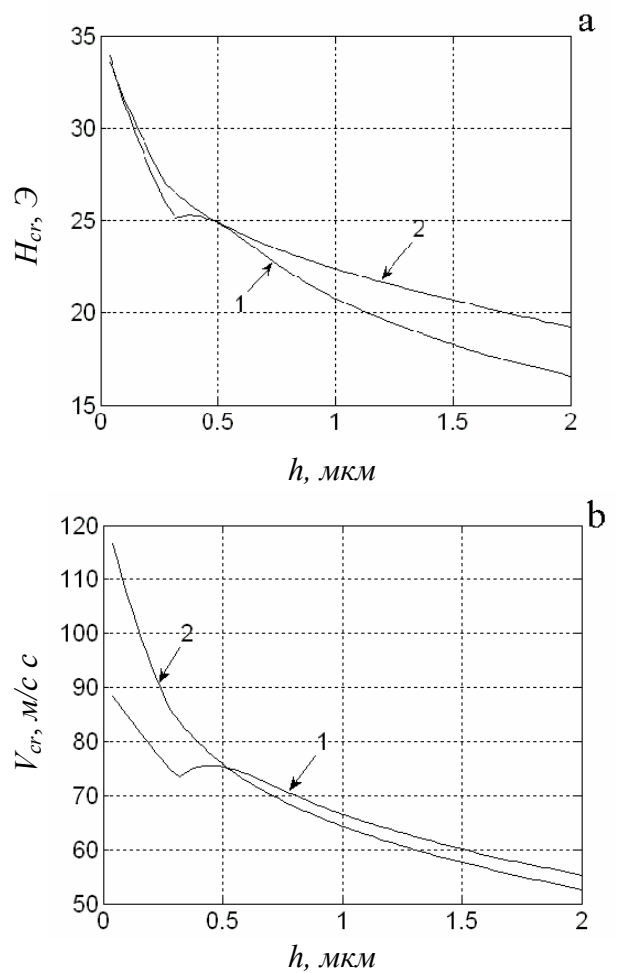


Рис. 3.27. Зависимость поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от толщины первого (1) и второго (2) слоев двухслойной пленки с $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм.

Нестационарное движение ДС при различных толщинах слоев пленки с различной анизотропией слоев показано на рис. 3.32, 3.33. Видно, что ГБЛ, зародившаяся в первом слое пленки, встречает барьер вблизи поверхности первого слоя пленки благодаря влиянию полей рассеяния ДС и свободно прорывается к поверхности второго слоя, не встречая барьера на своем пути, хотя зависимость поля рассеяния ДС практически симметрична в этом случае по отношению к середине пленки. Подобная картина движения ГБЛ у поверхности пленки показана на рис. 3.28, 3.29, где также видно, что ГБЛ свободно прорывается на поверхность слоя пленки с большей анизотропией,

хотя поле рассеяния ДС имеет здесь такую же величину, что и у поверхности слоя с меньшей анизотропией.

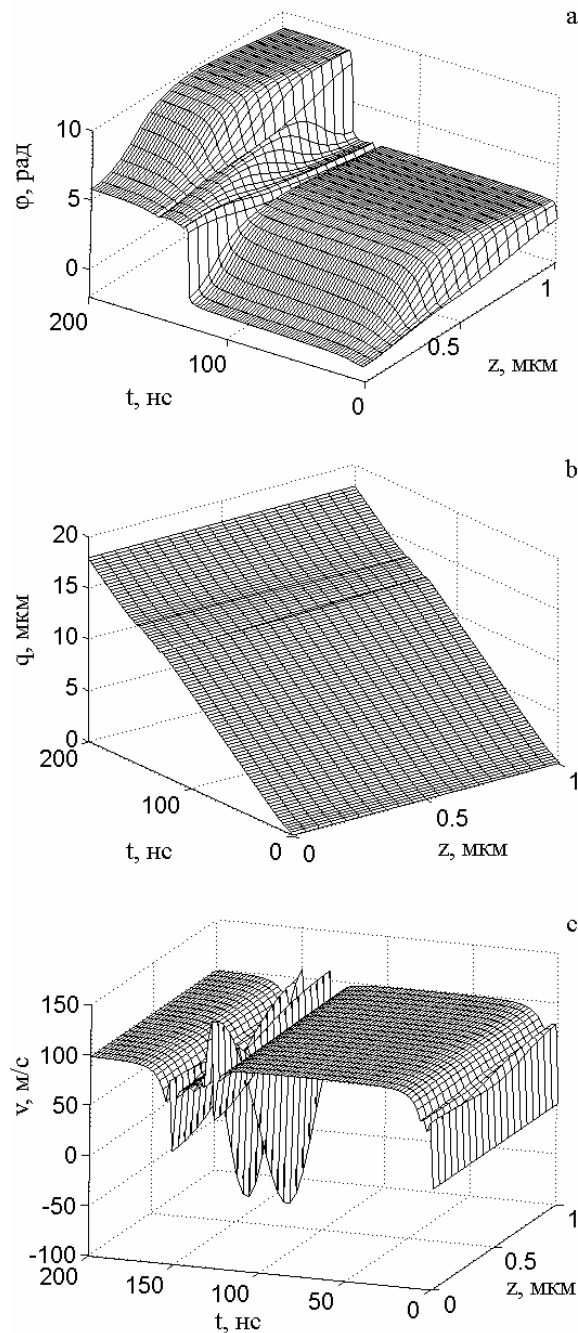


Рис. 3.28. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=25.9$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $K_1=0.5 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Нестационарная динамика.

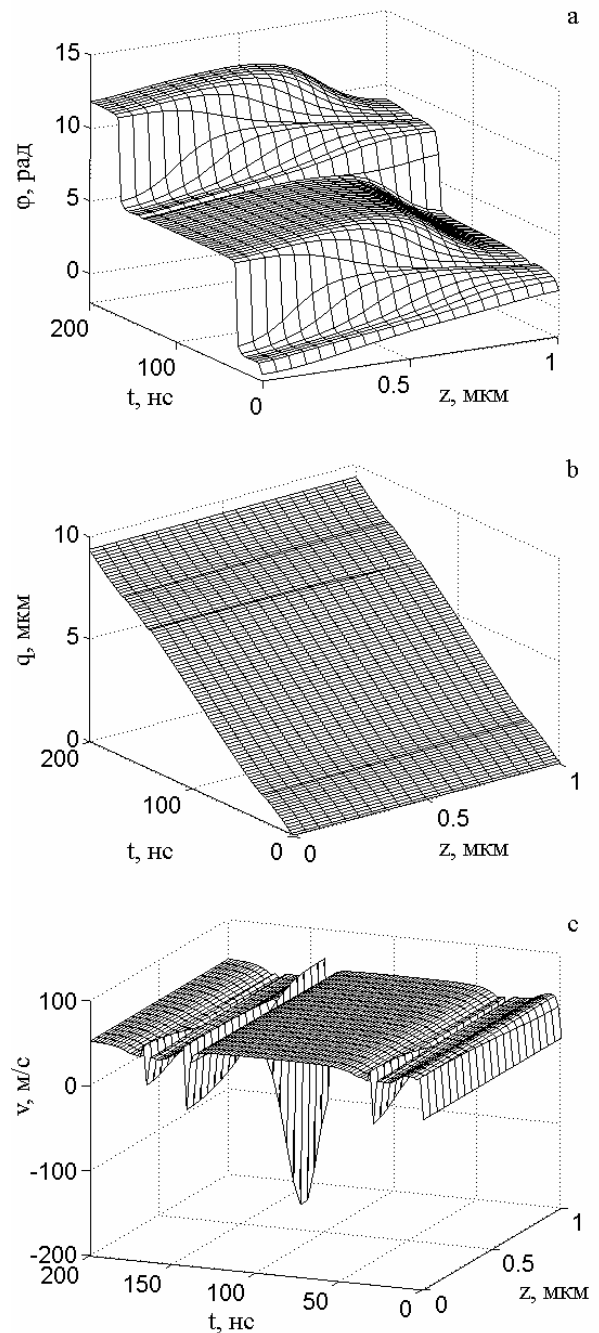


Рис. 3.29. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=25.9$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $K_1=5 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Нестационарная динамика.

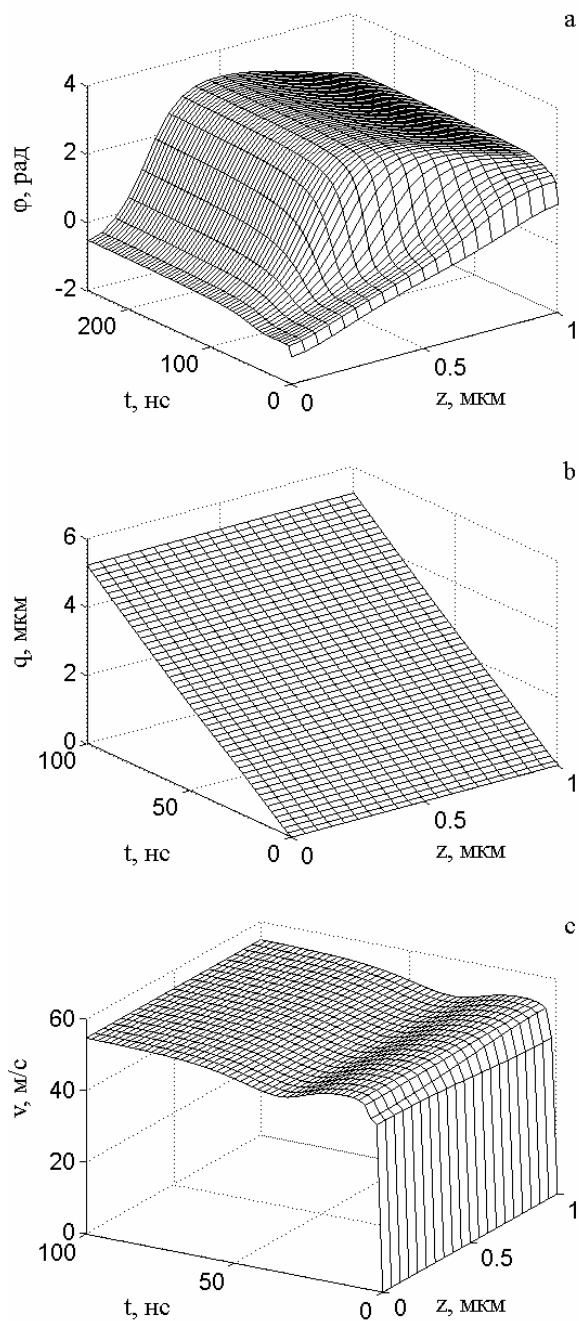


Рис. 3.30. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=22.3$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $K_1=2.2 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Стационарная динамика.

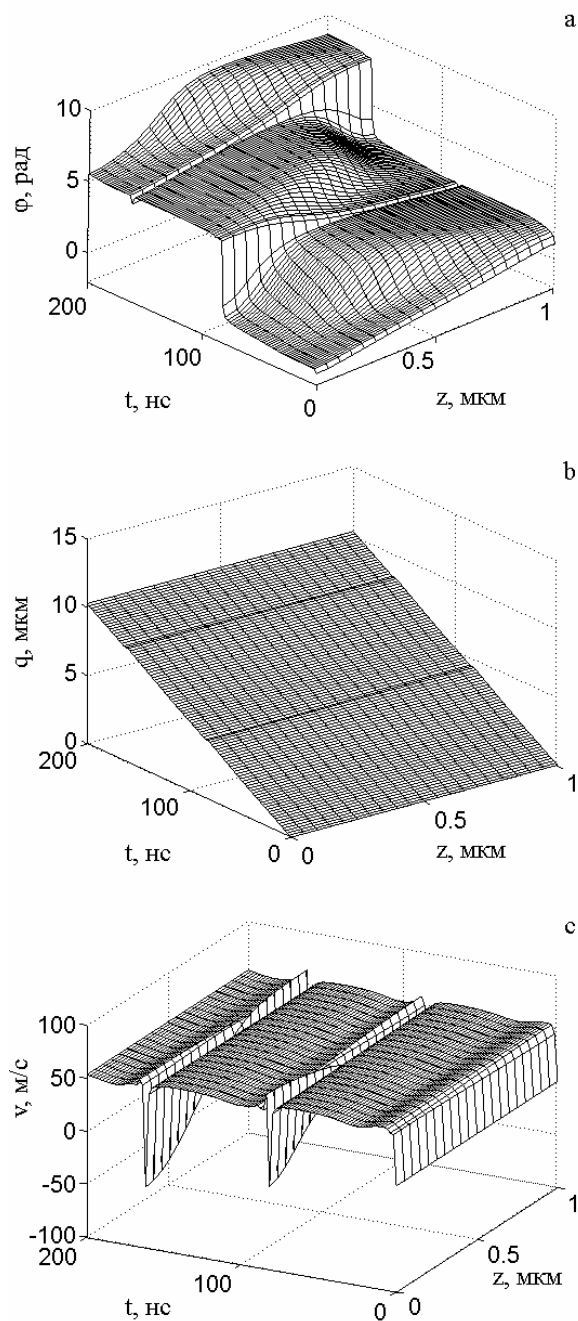


Рис. 3.31. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=23$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $K_1=2.2 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Нестационарная динамика.

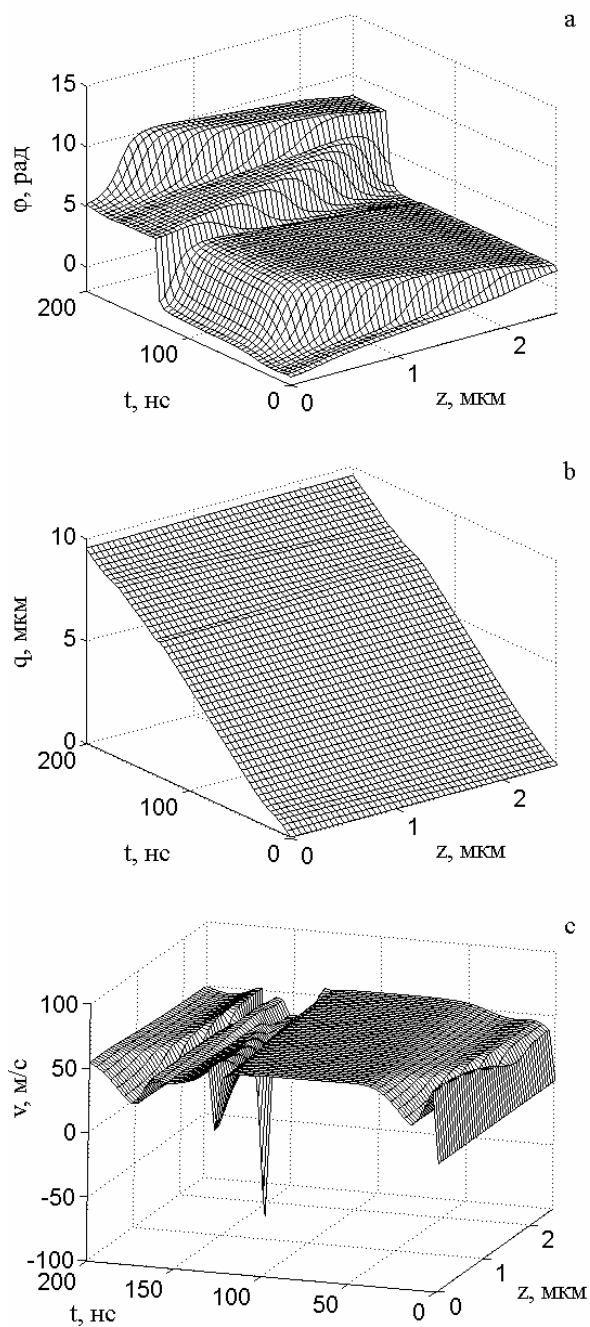


Рис. 3.32. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=16.8$ Э для пленки с $h_1=2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $K_1=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Нестационарная динамика.

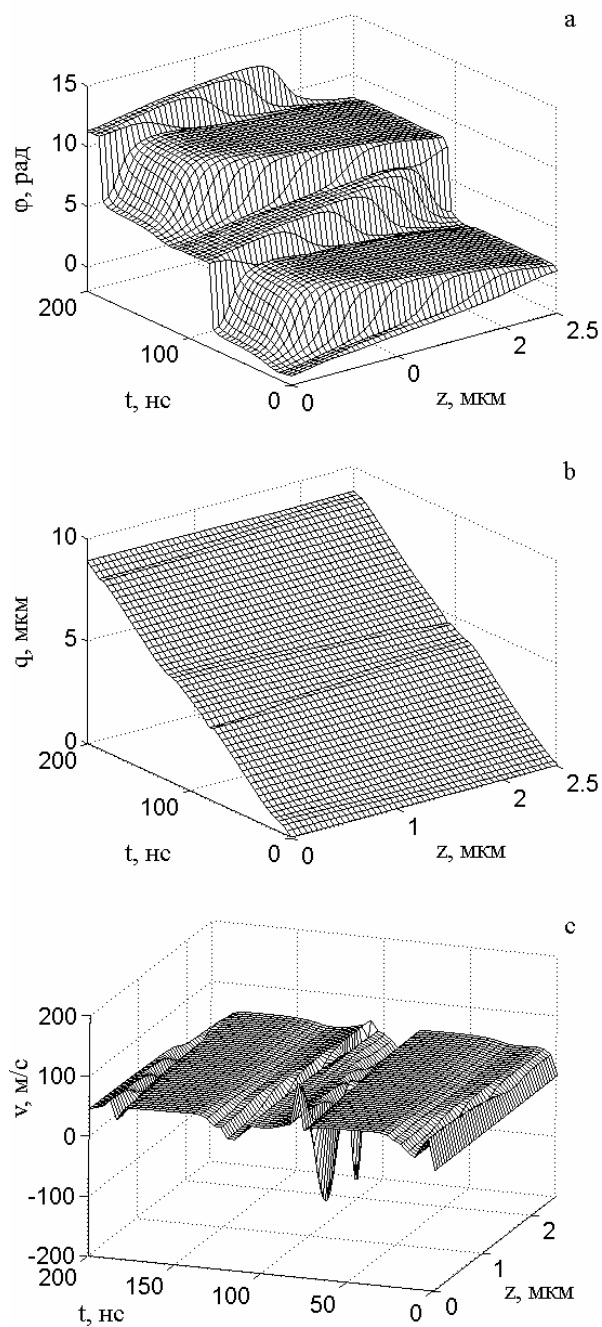


Рис. 3.33. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=19$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=2$ мкм, $K_1=1 \times 10^4$ эрг/см³, $K_2=2 \times 10^4$ эрг/см³. Нестационарная динамика.

3.4. Сопоставление экспериментальных данных и результатов численной модели

В работе также проведено сравнение экспериментальных данных [26] и результатов численного моделирования задачи. В [26] указывалось, что в численных экспериментах (ссылки в работе) скорость насыщения ДС, в области больших значений внешнего магнитного поля, практически в 2 раза превышает экспериментальные данные. В [26] также проанализированы возможные причины несоответствия результатов численной модели и экспериментальных данных. Одной из возможных причин такого несоответствия могла быть неоднородность исследуемой пленки по толщине (таблица 3.1). Для проверки такой гипотезы была рассчитана зависимость скорости ДС от внешнего магнитного поля для однородной пленки (кривая 1, рис. 3.34) и для двухслойной пленки с различной анизотропией слоев (кривая 2, рис. 3.34). Из рисунка видно, что действительно для однородной пленки скорость насыщения получается в два раза больше экспериментальной. Однако результаты расчетов зависимости скорости для двухслойной пленки находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментом.

Таблица 3.1

Номер слоя пленки	$4\pi M, \text{ Гс}$	$A, 10^{-7} \text{ эрг/см}$	$K 10^3, \text{ эрг/см}^3$	$\gamma, \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$	α	$h, \text{ мкм}$
1	172	2.54	6.6	1.75	0.09	5.1

Таблица 3.2

Номер слоя пленки	$4\pi M, \text{ Гс}$	$A, 10^{-7} \text{ эрг/см}$	$K 10^3, \text{ эрг/см}^3$	$\gamma, \text{ Э}^{-1} \text{ с}^{-1}$	α	$h, \text{ мкм}$
1	172	2.54	6.6	1.75	0.09	0.5
2	172	2.54	17	1.75	0.09	4.6

Также рассчитаны зависимости скорости насыщения ДС, при $H=55 \text{ Э}$, для двухслойной пленки (таблица 3.2.) от толщины первого слоя (меньшая анизотропия) и неизменности общей толщины пленки (рис. 3.35) и анизотропии первого слоя (рис. 3.36). Из рисунков видно, что уменьшение

одноосной анизотропии одного из слоев пленки или увеличение толщины слоя с меньшей анизотропией увеличивает скорость насыщения ДС.

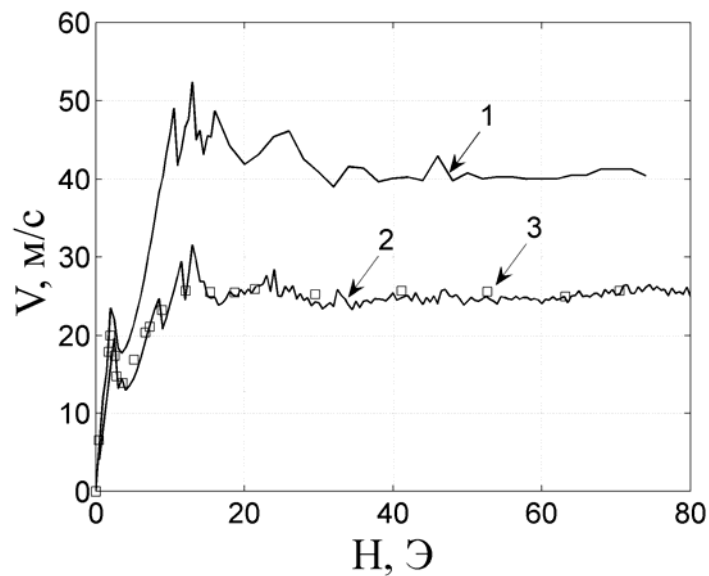


Рис. 3.34. Зависимости скорости ДС от магнитного поля. 1 - Зависимость скорости ДС от магнитного поля для однородной пленки (таблица 3.1), 2 - Зависимость скорости ДС от магнитного поля для двухслойной пленки (таблица 3.2), 3 – экспериментальные данные [26]

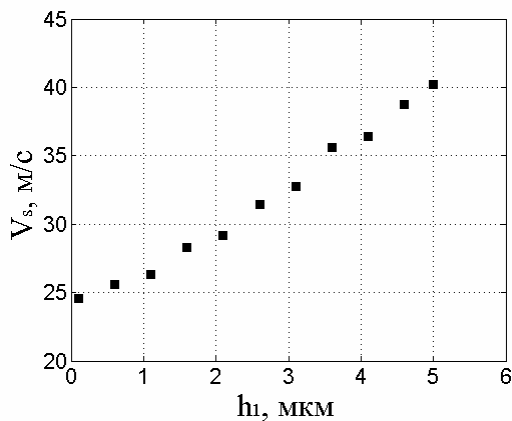


Рис. 3.35. Зависимость скорости насыщения V_s от толщины первого слоя h_1 .

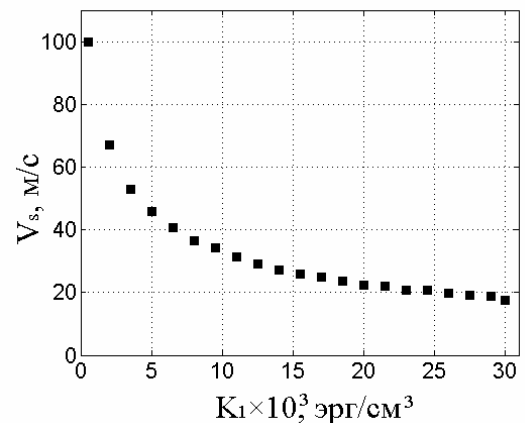


Рис. 3.36. Зависимость скорости V_s насыщения от константы анизотропии первого слоя K_1 .

Также проведено сравнение экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля [51] и результатов численного моделирования задачи для пленок МПФГ с повышенным гиромангнитным отношением.

На рис. 3.20 приведены кривые $V(H)$ [51] для четырех образцов МПФГ последовательно выращенных из одного и того же раствора-расплава. На всех экспериментальных зависимостях, кроме последней, можно выделить три участка: первый – линейный, характеризующийся подвижностью μ_1 , второй – нелинейный и третий – линейный, характеризующийся дифференциальной подвижностью $\mu_2 < \mu_1$.

Кривые 11, 12, 13, 14, рис.3.37, а рассчитаны для однородных пленок с параметрами, приведенными в таблице 3.3. Для всех случаев получено, что рассчитанные значения скорости ДС всегда меньше экспериментальных значений. Для согласования результатов численной модели и эксперимента было предположено, что пленка состоит из двух слоев с различной одноосной анизотропией (таблица 3.3). Результаты расчета зависимостей скорости ДС от внешнего магнитного поля для всех четырех образцов представлены кривыми 21, 22, 23, 24, рис. 3.37, а. Видно, что результаты расчета зависимости скорости ДС от магнитного поля для двухслойной пленки находятся в лучшем соответствии с экспериментом, чем для однослойной.

На рис. 3.37, b показаны зависимости угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от внешнего магнитного поля для пленок описанных выше. Видно, что наибольшее различие между зависимостями скорости от магнитного поля для пары однослойная – двухслойная пленка наблюдается у пленки с наибольшим гиромагнитным отношением (кривые 4.1, 4.2, рис. 3.37, b).

Значения поля и скорости срыва стационарного движения для всех четырех однородных пленок представлены в таблице 3.4. Из таблицы видно, что поле срыва для всех пленок не превышает 14 Э и скорость срыва не превышает 92 м/с.

Таким образом, показано, что для всех кривых первый участок с подвижностью μ_1 в свою очередь состоит из участка стационарного движения и участка нестационарного движения.

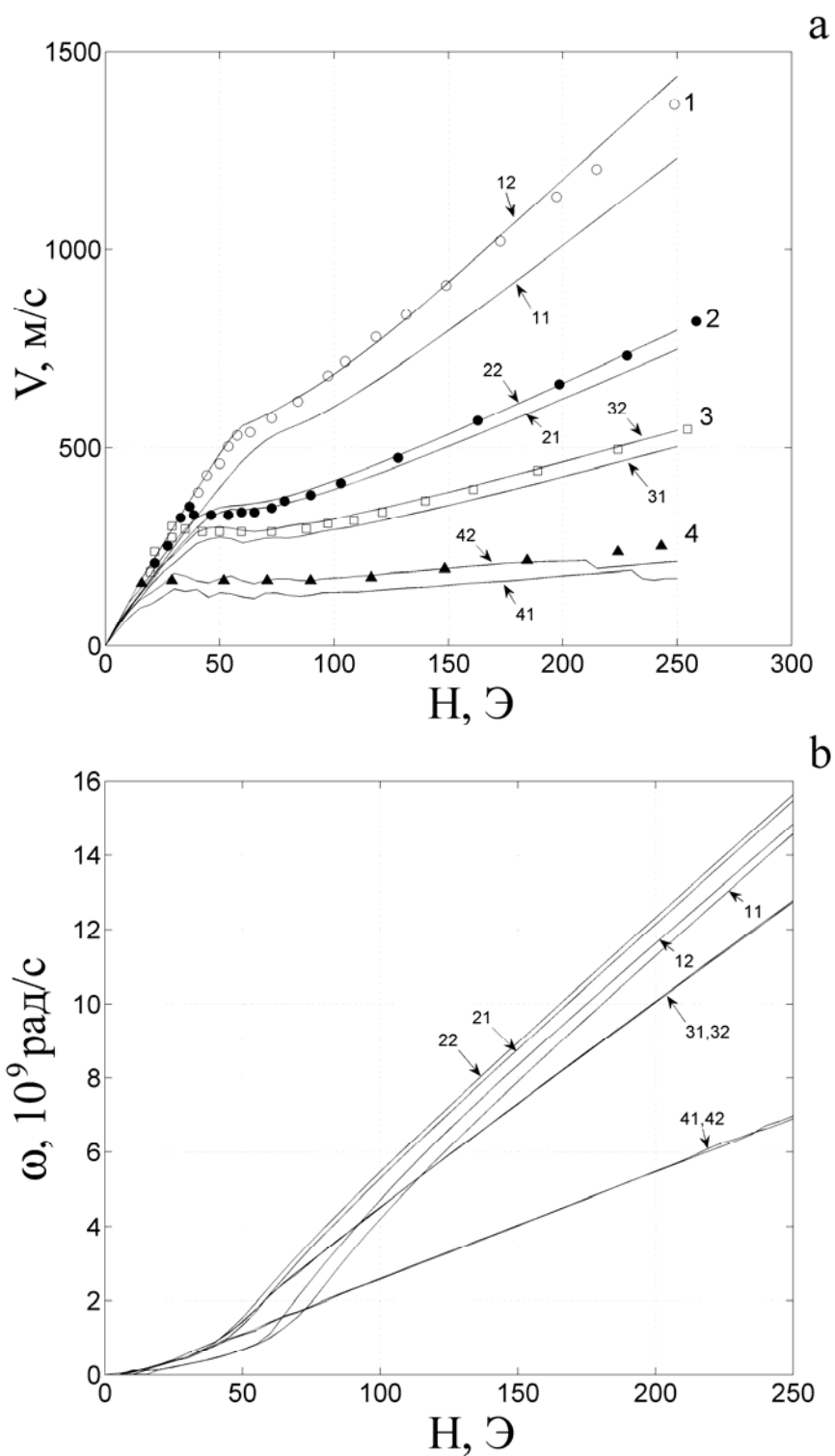


Рис. 3.37. Зависимости скорости ДС (а) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (б) от внешнего магнитного поля: 1,2,3,4 – экспериментальные данные для пленки 1,2,3,4 соответственно: 11 – однородная пленка № 1, 12 – двухслойная пленка № 1, 21 – однородная пленка № 2, 22 – двухслойная пленка № 2, 31 – однородная пленка № 3, 32 – двухслойная пленка № 3, 41 – однородная пленка № 4, 42 – двухслойная пленка № 4.

Таблица 3.3.

	Однослойная пленка			
	1	2	3	4
h , мкм	9,6	8,1	6,4	6,9
$4\pi M_s$, Гс	119	130	145	153
A , 10^{-7} эрг/см	1,97	1,97	1,92	1,91
γ , 10^7 Э $^{-1}$ с $^{-1}$	13	9,0	6,4	3,0
α	1,02	0,61	0,44	0,24
Δ_0 , 10^{-6} см	7,0	6,5	6,8	8,0
K , эрг/см 3	4020.4	4662.7	4152.2	2984.4
	Двухслойная пленка			
$K_1 \backslash K_2$, эрг/см 3	2000\4000	3000\4662	3000\4000	1800\3000
$h_1 \backslash h_2$, мкм	4.7\4.9	3.5\4.6	3.4\3	5\1.9

Таблица 3.4.

	1	2	3	4
H_{cr} , Э	13.5	9.5	8.5	4
V_{cr} , м/с	85	91	85	40

Причем дифференциальные подвижности ДС для всех пленок, за исключением последней, при стационарном и нестационарном движении практически совпадают. Наличие третьего участка с меньшей дифференциальной подвижностью ДС, начало которого практически совпадает со значением поля Уокера ДС в пленке [51], можно объяснить с помощью рис. 3.38–3.41, рассчитанные для пленок № 1,4. Срыв стационарного движения для пленки № 1 начинается при $H = 13.5$ Э и происходит с помощью ГБЛ, которая зарождается при $z = 9$ мкм, практически у поверхности пленки и распространяется сквозь толщину пленки, развиваясь у противоположной поверхности до $2-\pi$ линии. При движении ГБЛ при $z = 4$ мкм происходит зарождение следующей ГБЛ, которая движется в противоположном направлении, прорываясь как $2-\pi$ линия на поверхность пленки.

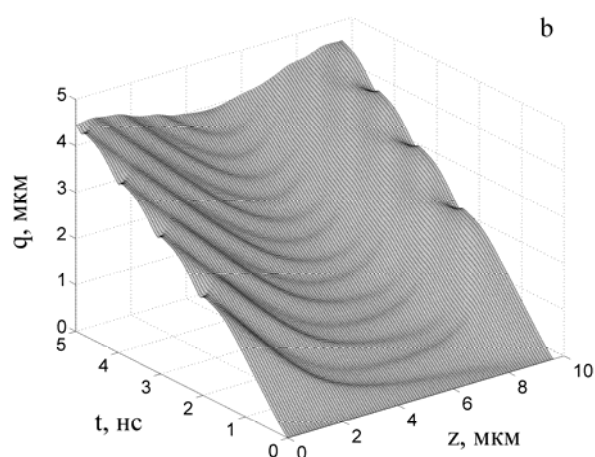
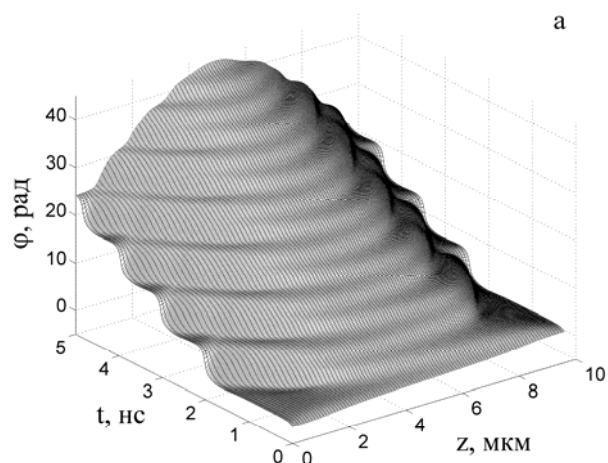
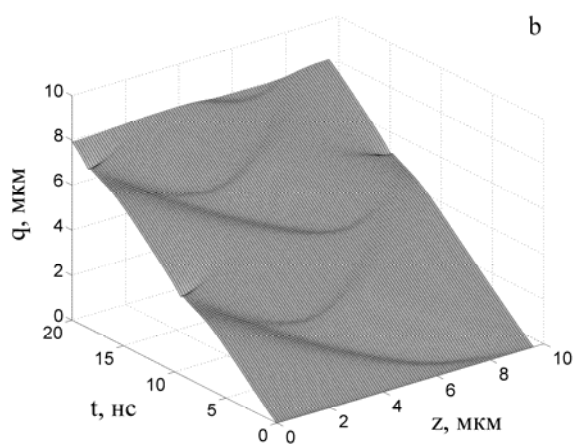
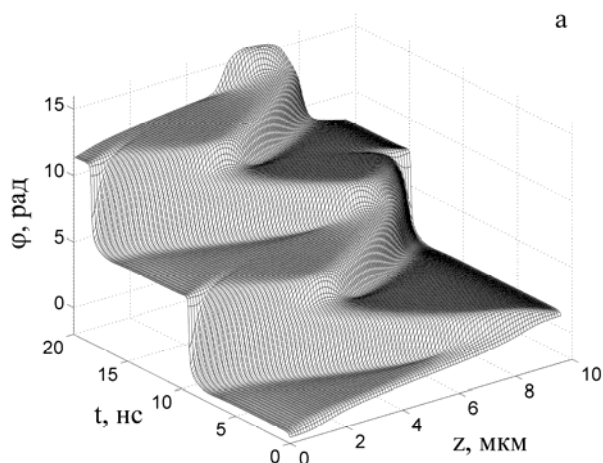


Рис. 3.38. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H = 50$ Э для однослойной пленки № 1. Нестационарная динамика.

Рис. 3.39. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H = 150$ Э для однослойной пленки № 1. Нестационарная динамика.

Таким образом, видно, что после срыва стационарного движения ДС, ДС содержит не более двух 2π линий закрученных в противоположные стороны.

Динамика ДС на третьем участке показана на рис. 3.39. Видно, что в этом случае ДС содержит три пары 2π линий, закрученных в противоположные стороны (рис. 3.39, a). Такая сильная скрученность фазового угла ДС тормозит продвижение ДС, изгибая профиль ДС в сторону противоположную направлению движения (рис. 3.39, b).

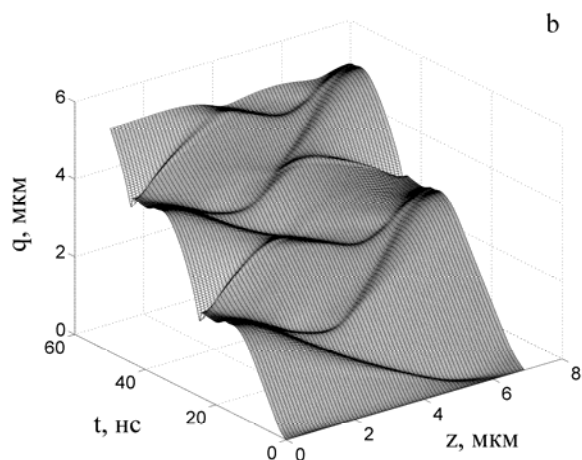
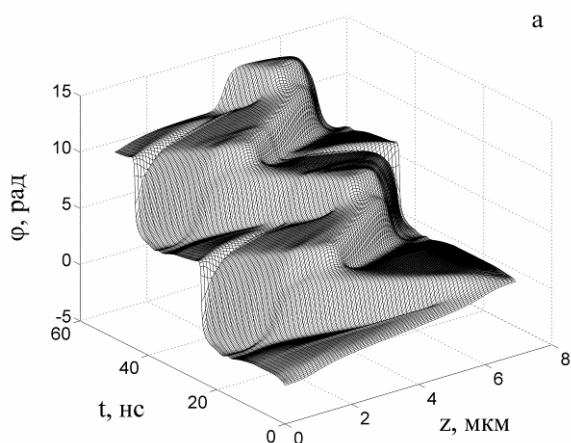


Рис. 3.40. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=20$ Э для однослойной пленки № 4. Нестационарная динамика.

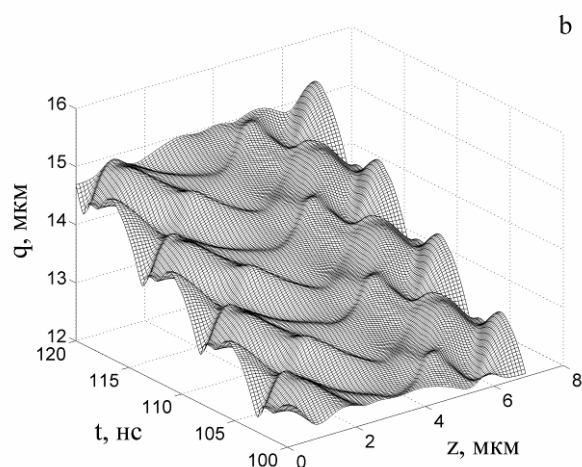
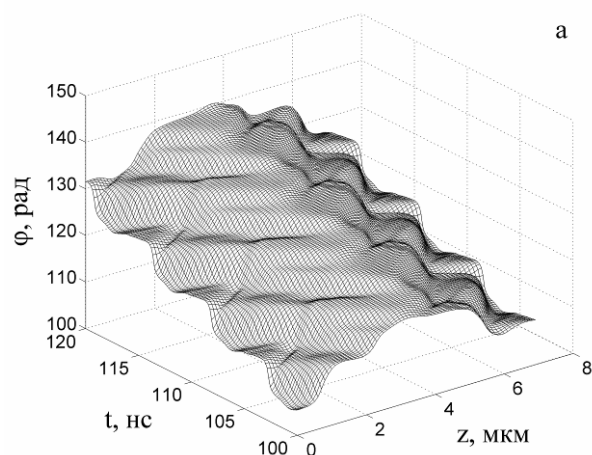


Рис. 3.41. Зависимости фазового угла ДС φ (a) и профиля ДС q (b) от координаты z и времени t при $H=50$ Э для однослойной пленки № 4. Нестационарная динамика.

Таким образом, наличие третьего участка с меньшей дифференциальной подвижностью можно объяснить изменением механизма увеличения фазового угла ДС, накоплением ГБЛ в толщине пленки.

Подобная картина реализуется при динамике ДС в пленке № 4. Здесь, как и в пленке № 1, стационарное движение ДС срывается с помощью ГБЛ и одновременно в ДС содержится не более двух $2-\pi$ линий, закрученных в противоположные стороны (рис. 3.40). На третьем участке движения ДС при $H=50$ Э ДС содержит уже две пары $2-\pi$ линий закрученных в противоположные стороны.

Также проведено сравнение зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля полученной в численной модели динамики ДС описанной в

диссертационной работе и аналогичной зависимостью полученной численными методами [73] и соответствующими экспериментальными данными (рис. 3.42).

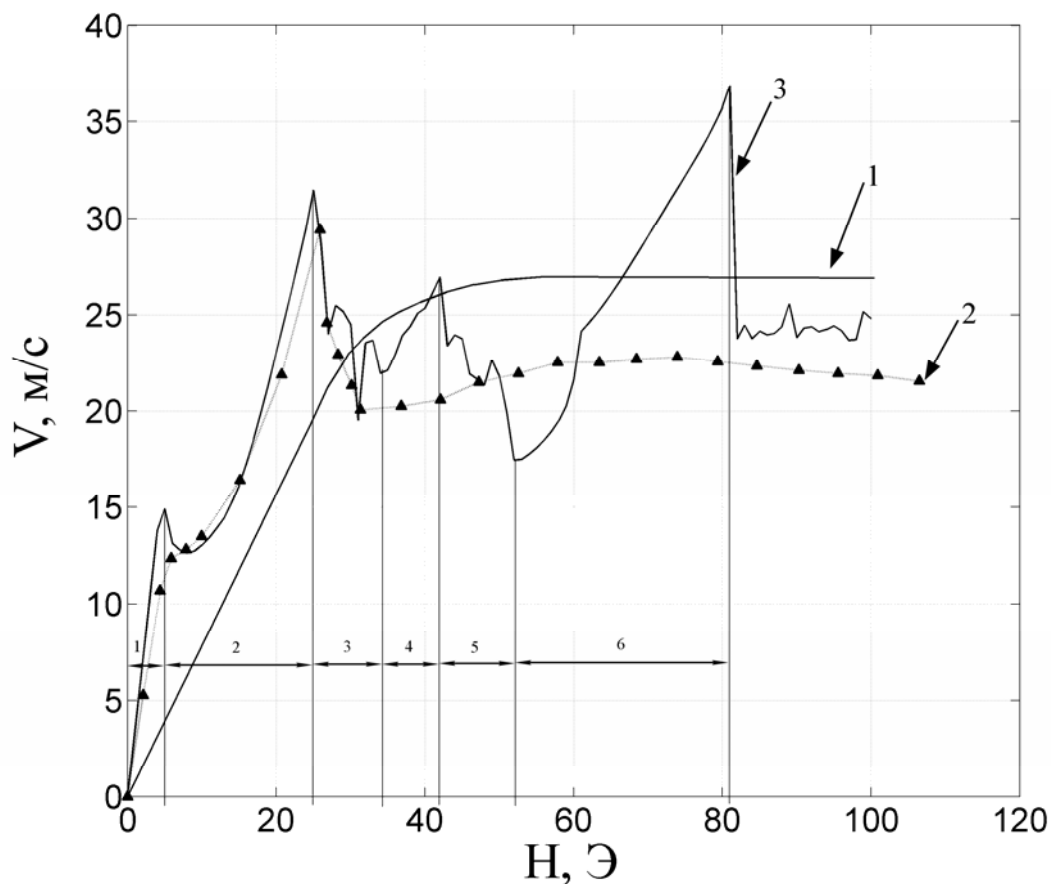


Рис. 3.42. Зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля: 1,2 – экспериментальные данные и результаты численной модели соответственно [73], 3 – результаты численной модели описанной в диссертационной работе.

На зависимости скорости от внешнего магнитного поля можно выделить следующие участки: 1 – стационарная динамика ДС, 2, 4, 6 – Нестационарная динамика ДС, движение ГБЛ устойчивое, 3, 5 – Нестационарная динамика ДС, движение ГБЛ неустойчивое.

Видно, что результаты численных моделей достаточно хорошо совпадают в областях 1, 2, 3. Однако в областях 4, 5, 6 результаты численных моделей сильно различаются.

Сравнение зависимостей скорости ДС в пленках с различной толщиной полученных в численной модели [74] и численной модели описанной в

диссертации показано на рис. 3.43. Из рисунков видно, что в численных моделях совпадают подвижности ДС в области стационарного движения. Однако в области нестационарного движения ДС скорость ДС в численной модели [74] меньше, чем скорость, полученная в численной модели описанной в диссертационной работе. Также, видно, что скорости срыва стационарного движения, полученные в численных моделях, различаются. Сравнение скоростей срыва стационарного движения ДС, полученные в численных моделях при различных толщинах пленки и эмпирической формулы (1.18) показано на рис. 3.44. Видно, что зависимость скорости срыва стационарного движения ДС полученная в диссертационной работе лучше соответствует эмпирической формуле (1.18), чем результаты численной модели [74].

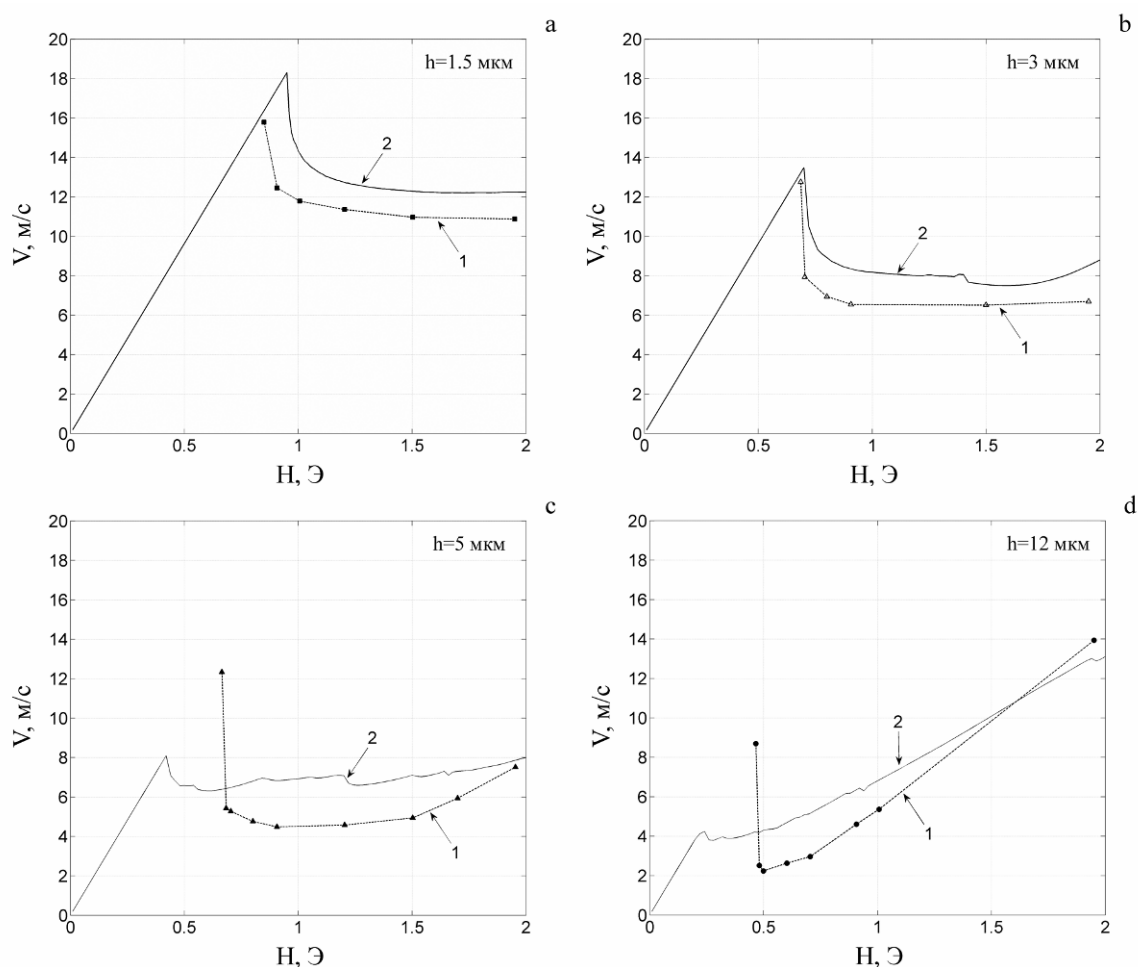


Рис. 3.43. Зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля: 1 – результаты численных расчетов [74], 2 – результаты численной модели описанной в диссертационной работе.

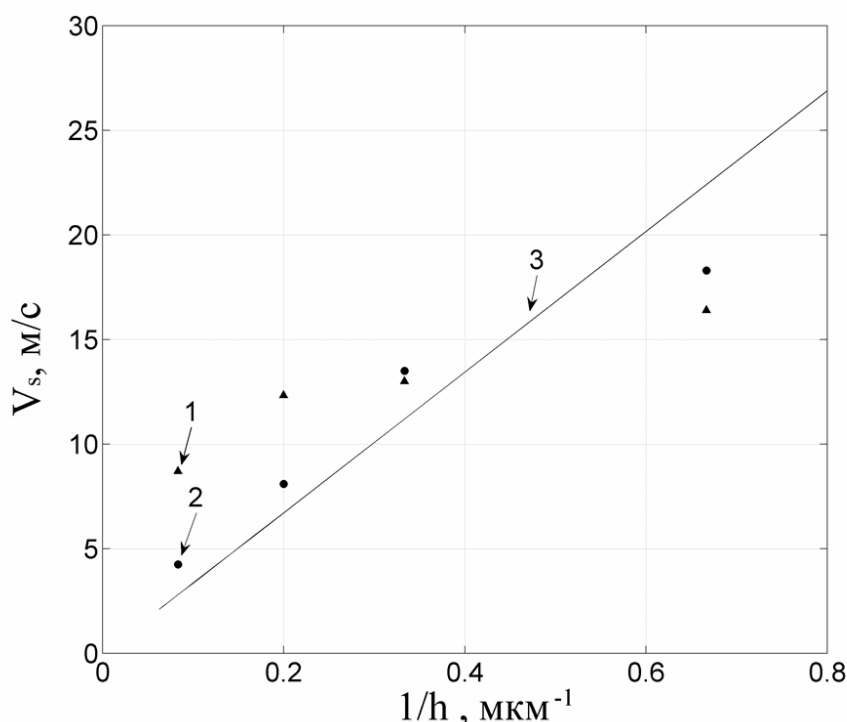


Рис. 3.44. Зависимости скорости Слончевского от толщины пленки: 1 – данные, полученные численными методами [74], 2 – результаты численной модели описанной в диссертационной работе, 3 – эмпирическая формула (1.18).

Также было проведено сопоставление экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля [75] и результатов численной модели описанной в диссертационной работе (рис. 3.45). Кривая 2 на рис. 3.45 построена для параметров однослойной пленки (таблица 3.5) приведенных в [75]. Видно, что результаты численной модели для однородной пленки плохо совпадают с экспериментальными данными. В [75] использовалась пленка с большим γ (~ 30) т.е исследовалась динамика ДС вблизи точки КМИ. Поэтому, вероятно, вследствие возможной неоднородности пленки по толщине, часть материала пленки перешла через КМИ и изменила знак γ . Кривая 3 (рис. 3.45) построена для двухслойной пленки с различным знаком гиромангнитного отношения слоев (таблица 3.6). Видно, что результаты расчетов для двухслойной пленки оказываются в лучшем соответствии с экспериментальными данными, чем для однослойной пленки.

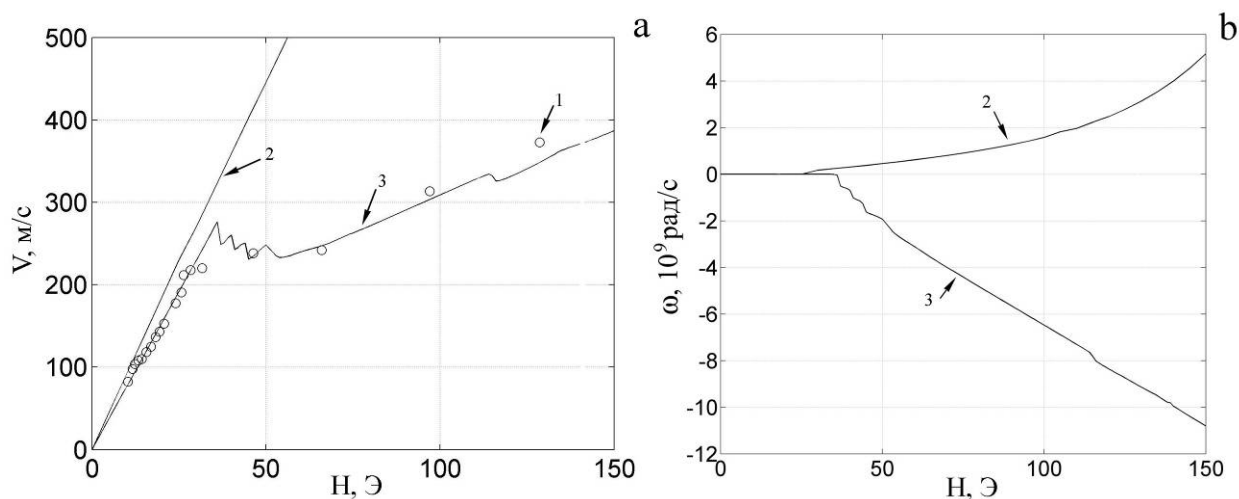


Рис. 3.45. Зависимости скорости ДС (а) и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС (b) от внешнего магнитного поля: 1 – экспериментальные данные [75], 2 – результаты численной модели по данным таблицы 3.5, 3 – результаты численной модели по данным таблицы 3.6

Таблица 3.5

Однослойная пленка

h , мкм	$4\pi M_s$, Гс	A , 10^{-7} эрг/см	γ , 10^7 Э $^{-1}$ с $^{-1}$	α	Δ_0 , 10^{-6} см	K , эрг/см 3
9.3	170	3	30	1.5	4.6	14178

Таблица 3.6

Двухслойная пленка

$h_1 \backslash h_2$, мкм	$4\pi M_s$, Гс	A , 10^{-7} эрг/см	$\gamma_1 \backslash \gamma_2$, 10^7 Э $^{-1}$ с $^{-1}$	$\alpha_1 \backslash \alpha_2$	Δ_0 , 10^{-6} см	K , эрг/см 3
5 \ 4.3	170	3	-5 \ 30	-0.3 \ 1.8	4.6	14178

Выводы главы 3

1. Впервые численный метод прогонки применен для исследования динамики ДС в приближении Слончевского с учетом полей рассеяния ДС в двухслойных сильноанизотропных одноосных пленках с разными значениями намагниченности насыщения и одноосной магнитной анизотропией в слоях.

2. Показано, что в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев фазовый угол ДС немонотонно зависит от толщины пленки и имеет особенности на границе раздела слоев, что в динамике может приводить к отражению ГБЛ от границы раздела слоев.

3. Исследована зависимость скорости ДС в области нестационарного движения в двухслойных пленках с различной намагниченностью насыщения, одноосной магнитной анизотропией и параметром затухания Гильберта. Показано, что наличие пиков скорости на данной зависимости связано со сложным механизмом движения ГБЛ.

4. Впервые показано, что при равных значениях намагниченности насыщения, а также одноосной анизотропии в слоях пленки достигается минимальное значение поля и скорости срыва стационарного движения ДС.

5. Впервые показано, что ГБЛ при распространении по толщине двухслойной пленки не встречает барьера у поверхности слоя с меньшей намагниченностью или большей анизотропией.

6. Показано удовлетворительное соответствие результатов численной модели описанной в диссертационной работе с экспериментальными данными и результатами численных моделей других авторов.

ГЛАВА 4. ДИНАМИКА ДОЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНОЙ СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОЙ ПЛЕНКЕ С РАЗЛИЧНЫМ ПАРАМЕТРОМ ЗАТУХАНИЯ ГИЛЬБЕРТА И ГИРОМАГНИТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ СЛОЕВ

4.1 Динамика доенной стенки в двухслойной пленке с различным параметром затухания Гильберта слоев

В данном параграфе исследуется динамика ДС в двухслойной пленке с различными параметрами затухания Гильберта слоев [76]. Остальные параметры слоев были выбраны следующими: $A=3.7 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K=10^4$ эрг/см³, $4\pi M=300$ Гс, $\Delta=0.06$ мкм, $\gamma=1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹. Исследуются зависимость скорости ДС от внешнего магнитного поля при различных соотношениях толщины слоев пленки, влияние параметра затухания первого слоя пленки и толщины слоев на поле и скорость срыва стационарного движения ДС.

На рис. 4.1, а показана зависимость скорости ДС от внешнего магнитного поля при различных толщинах слоев пленки. Соответствующие зависимости угловой скорости прецессии показаны на рис. 4.1, а. Из рис. 4.1 видно, что пики скорости ДС соответствуют слабым минимумам на практически линейной зависимости скорости прецессии от магнитного поля. Динамика ДС (кривая 1, рис. 4.1, а) показана на рис. 4.4-4.7. Стационарная динамика ДС при $H=19$ Э показана на рис. 4.4. Из рисунка видно, что магнитное поле практически равномерно по толщине пленки увеличивает фазовый угол (рис. 4.4, а) и искривленность профиля ДС не превышает 0.2 мкм, причем длительность установочного процесса не превышает 10 нс (рис. 4.4, с). Нестационарный процесс (сразу после срыва движения ДС) при $H=23$ Э показан на рис. 4.5. Из рисунка видно, что срыв движения ДС происходит с помощью зарождения ГБЛ, ее продвижения и последующего отражения от свободной поверхности первого слоя. Увеличение угла выхода ДС с помощью зарождения и продвижения ГБЛ происходит до $H=111$ Э (рис. 4.6, а). Из рисунка видно, что расстояние между повторяющимися участками на зависимости фазового угла φ от толщины пленки и времени

равно 2π . При таком значении магнитного поля и параметрах пленки ГБЛ легко продвигаться по толщине пленки и ее движение устойчиво. Динамика ДС (сразу после срыва устойчивости движения ГБЛ) при $H=118$ Э показана на рис. 4.7. Из рисунка видно, что фазовый угол увеличивается практически однородно по толщине пленки. Периодичность в движении ДС при таком значении поля также существует, но расстояние между повторяющимися участками намного превышает 2π .

При этом увеличивается общая скорость прецессии намагниченности в ДС ω и резко падает скорость движения ДС V (рис. 4.1, а, кривая 1, $H=118$ Э). Аналогичная ситуация происходит в случае с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$ (кривая 2, рис. 4.1, а). Динамика ДС около точки срыва устойчивости ГБЛ при $H=92$ Э показана на рис. 4.8, 9. Из рисунков видно, что до значения магнитного поля, при котором происходит срыв устойчивости движения ГБЛ ($H=92$ Э, рис. 4.8, а) расстояние между повторяющимися участками на зависимости фазового угла от времени (рис. 4.8, а) равно 2π . Вследствие увеличения толщины слоя с меньшим параметром затухания увеличилось время установочного процесса ($t \sim 15$ нс), по сравнению с $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$ (рис. 4.9, а). Динамика ДС сразу после срыва устойчивости ГБЛ (кривая 2, рис. 4.1, а), при $H=106$ Э показана на рис. 4.9. После 70 нс движения ДС какая-либо периодичность в динамике ДС отсутствует. За счет практически однородного вращения фазового угла ДС по толщине пленки, происходит увеличение скорости прецессии и резкое уменьшение скорости ДС (рис. 4.1, а, кривая 2, $H=106$ Э).

На рис. 4.2 показана зависимость поля и скорости срыва стационарного движения ДС от параметра затухания первого слоя. Из рисунка видно, что поле увеличивается практически линейно, а скорость срыва (рис. 4.2, б) практически не зависит от параметра затухания первого слоя. На рис. 4.3 показана зависимость поля и скорости срыва движения ДС от толщины слоя пленки.

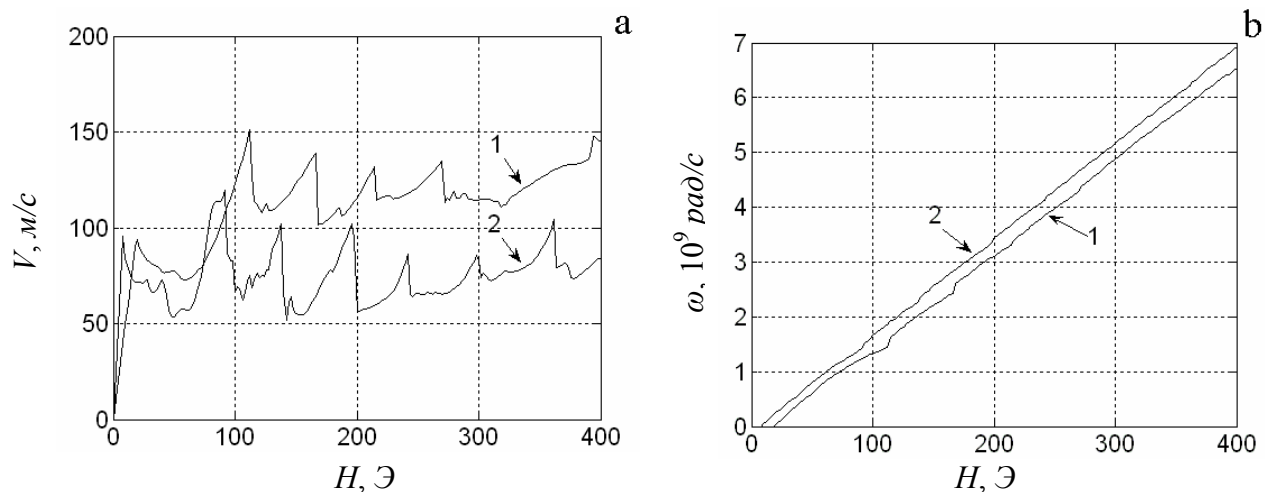


Рис. 4.1. Зависимости скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$ при разной толщине слоев пленки: 1 – $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, 2 – $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм.

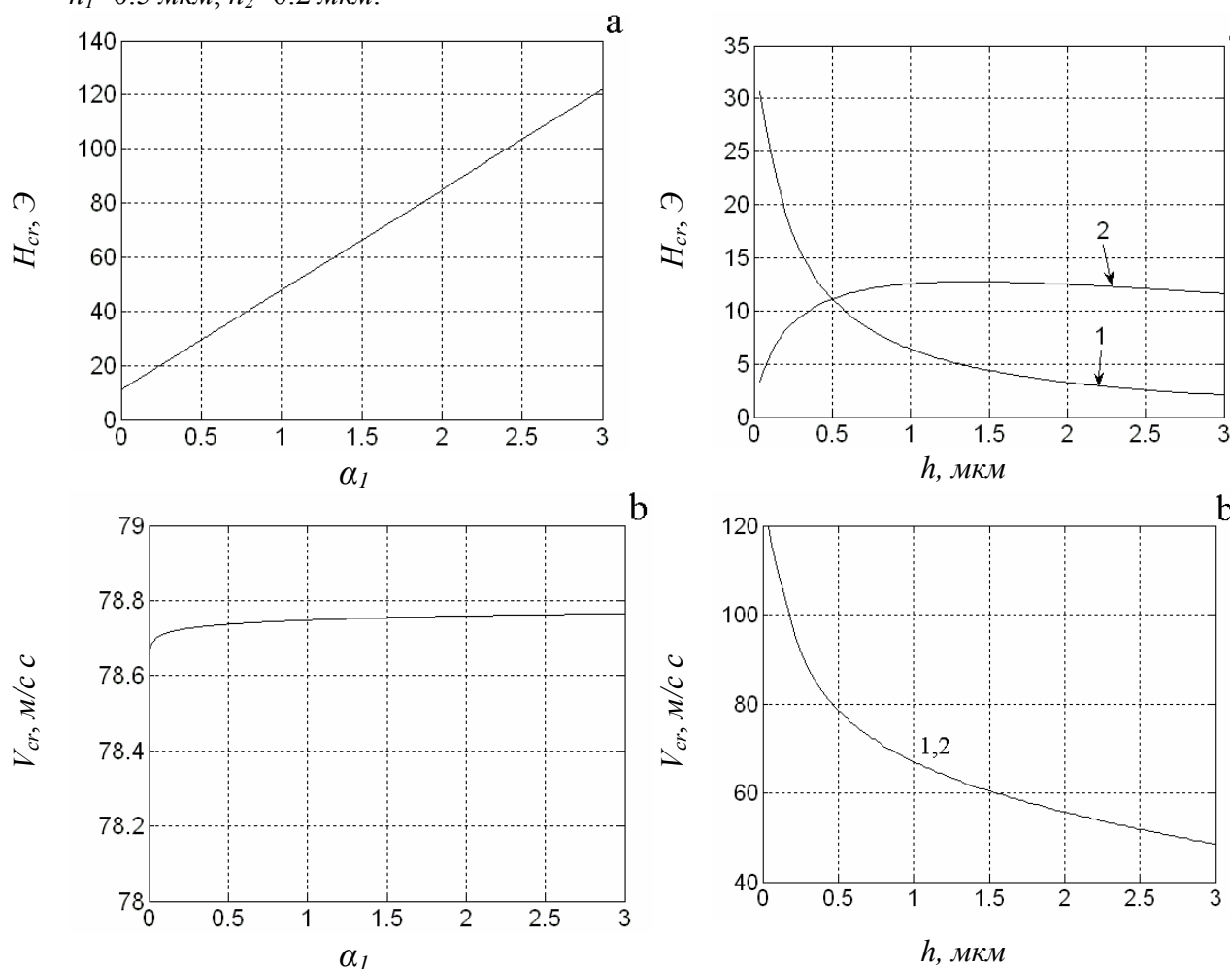


Рис. 4.2. Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от параметра затухания α_1 первого слоя в двухслойной пленке с $\alpha_2=0.3$, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм.

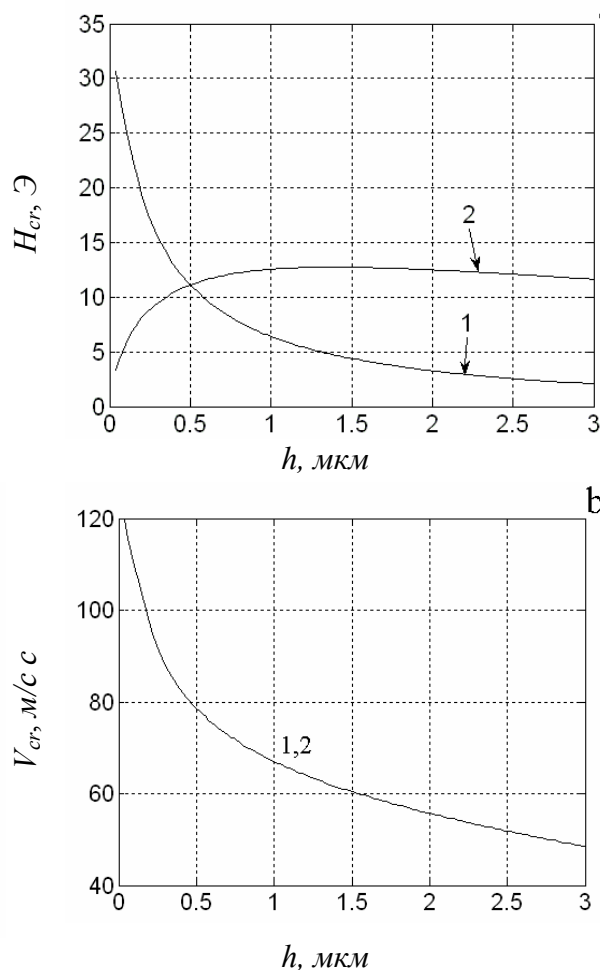


Рис. 4.3. Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от толщины первого (1) и второго (2) слоев двухслойной пленки с $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$, $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм.

Из рисунка видно, что увеличение толщины слоя с меньшим параметром затухания уменьшает поле срыва движения ДС, а увеличение толщины слоя с большим параметром затухания сначала увеличивает, а после $h_2=1.5$ мкм начинает уменьшать поле срыва ДС. Однако зависимости скорости срыва движения ДС от толщины слоя с различными параметрами затухания совпадают (рис. 4.3, b). Динамика ДС при различных толщинах слоев показана на рис. 4.10, 4.13. На рис. 4.10, 4.12 показана стационарная динамика ДС, при которой во втором слое зарождается ГБЛ, продвигается и останавливается у поверхности первого слоя. Такую остановку можно объяснить большим значением поля рассеяния ДС у поверхности пленки, удерживающими приповерхностную намагниченность в заданном направлении и задерживающими прорыв ГБЛ на поверхность пленки. Соответствующая нестационарная динамика ДС показана на рис. 4.11, 4.13. Из рисунков видно, что ГБЛ в пленках с различным параметром затухания слоев вблизи обеих поверхностей пленки встречает потенциальные барьеры в виде больших значений поля рассеяния ДС.

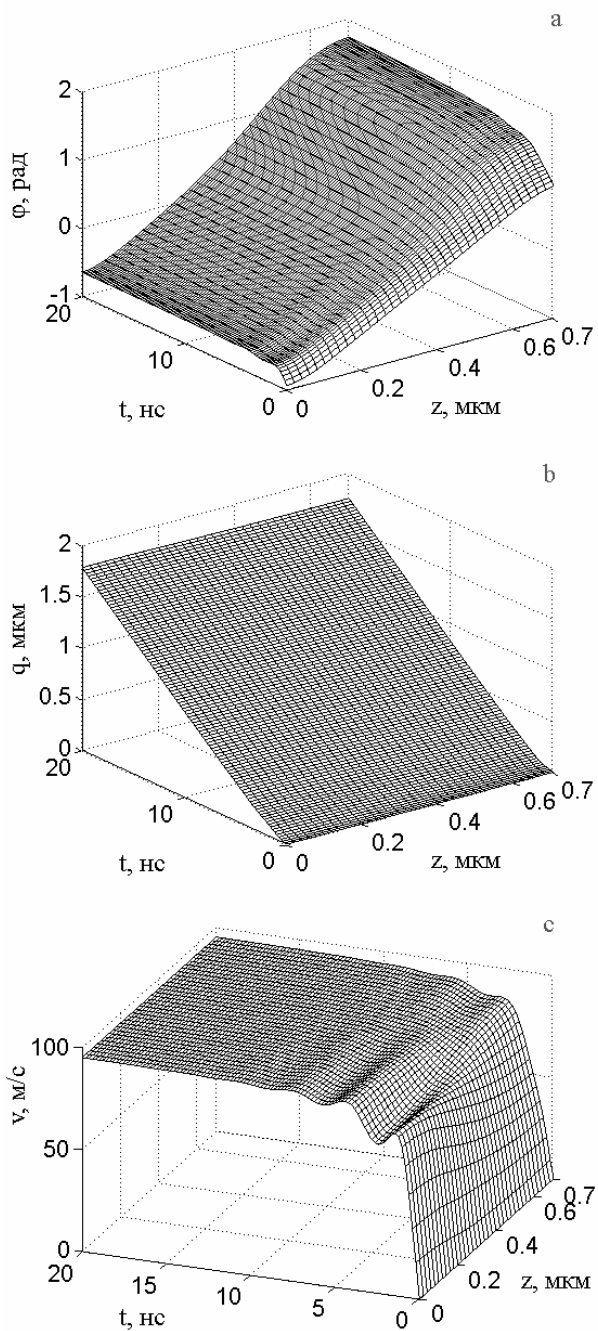


Рис. 4.4. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=19$ Э для пленки с $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Стационарная динамика.

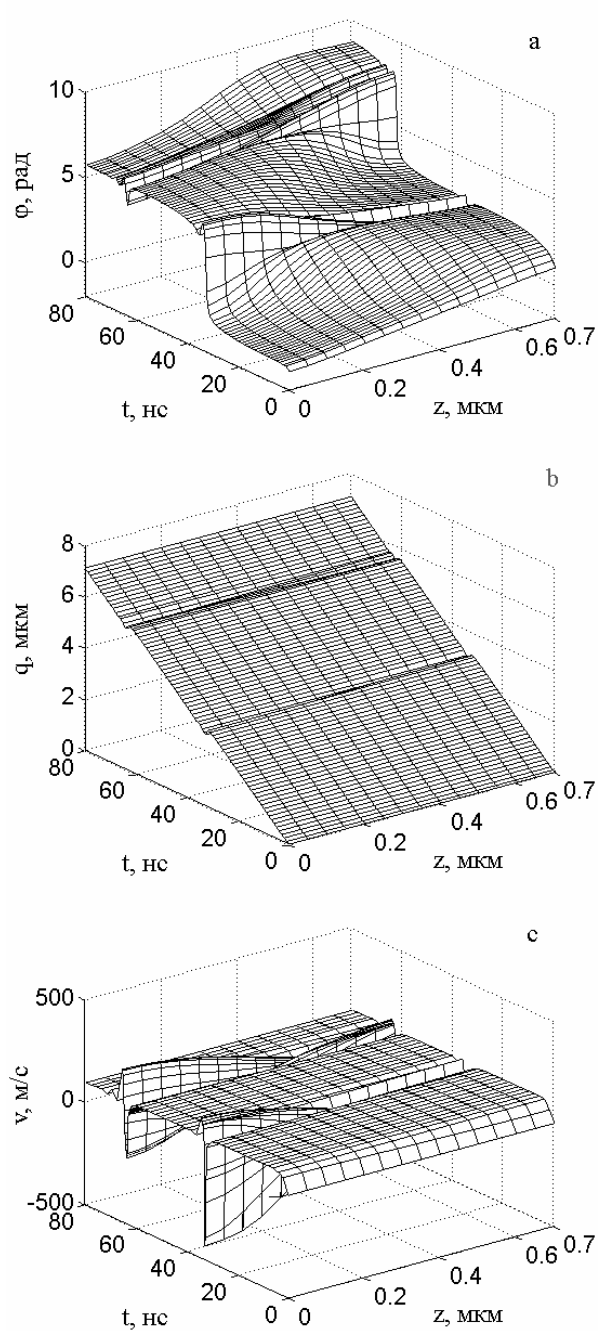


Рис. 4.5. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=23$ Э для пленки с $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

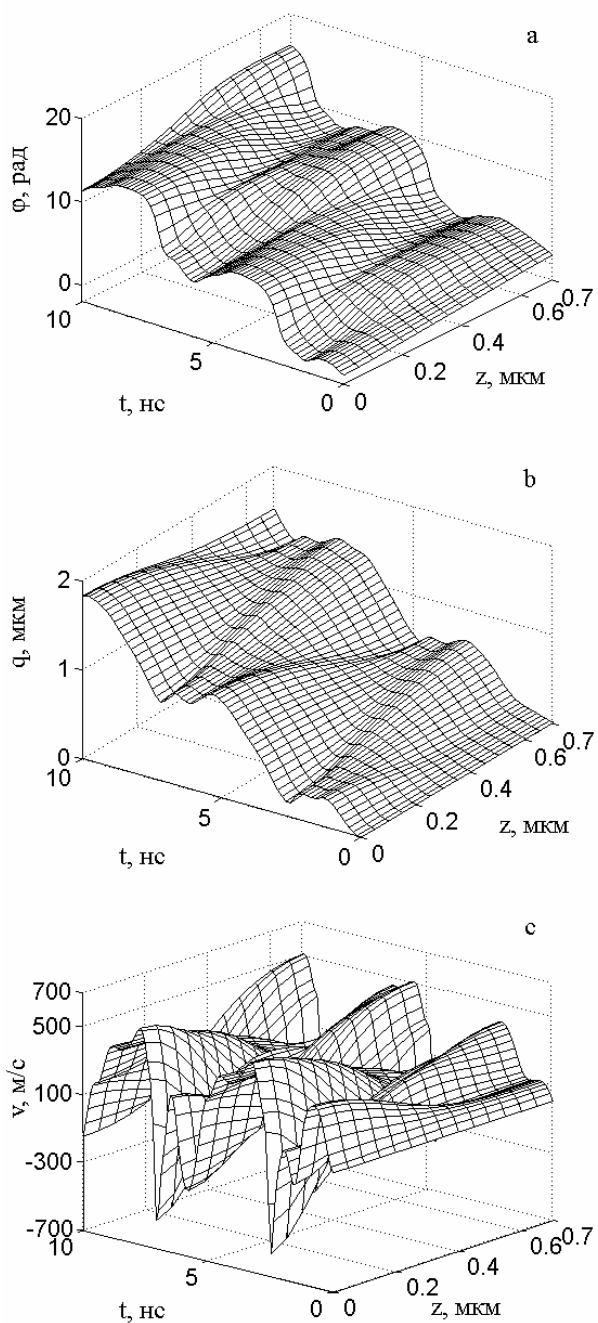


Рис. 4.6. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=111$ Э для пленки с $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

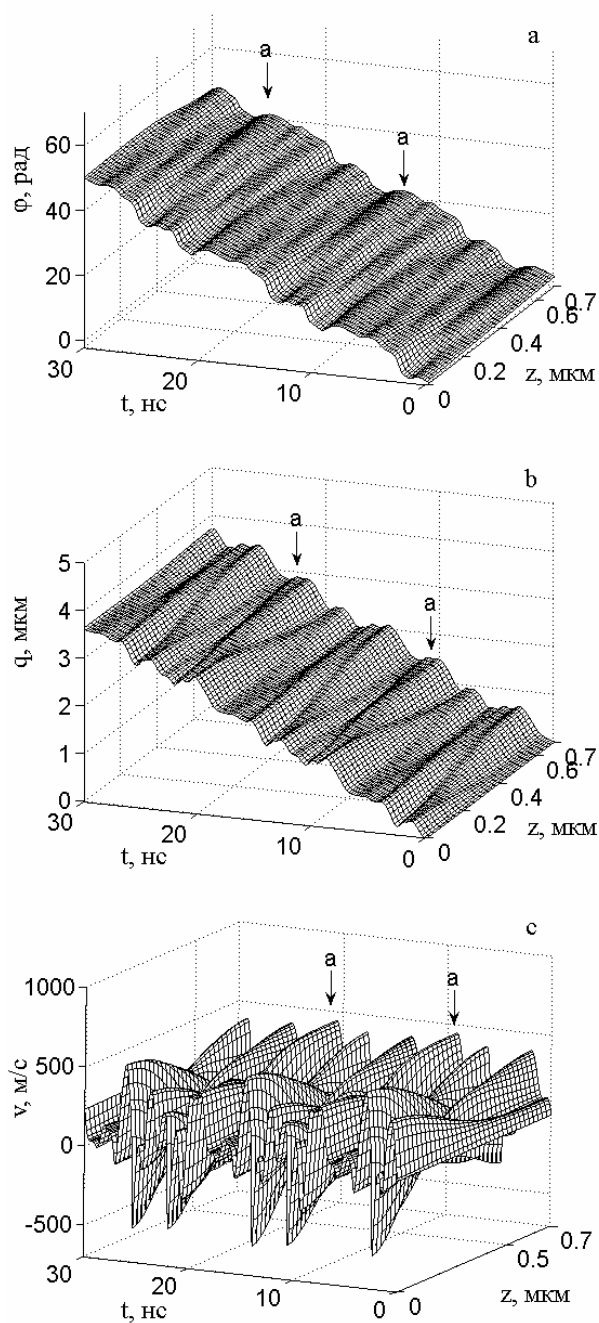


Рис. 4.7. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=118$ Э для пленки с $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

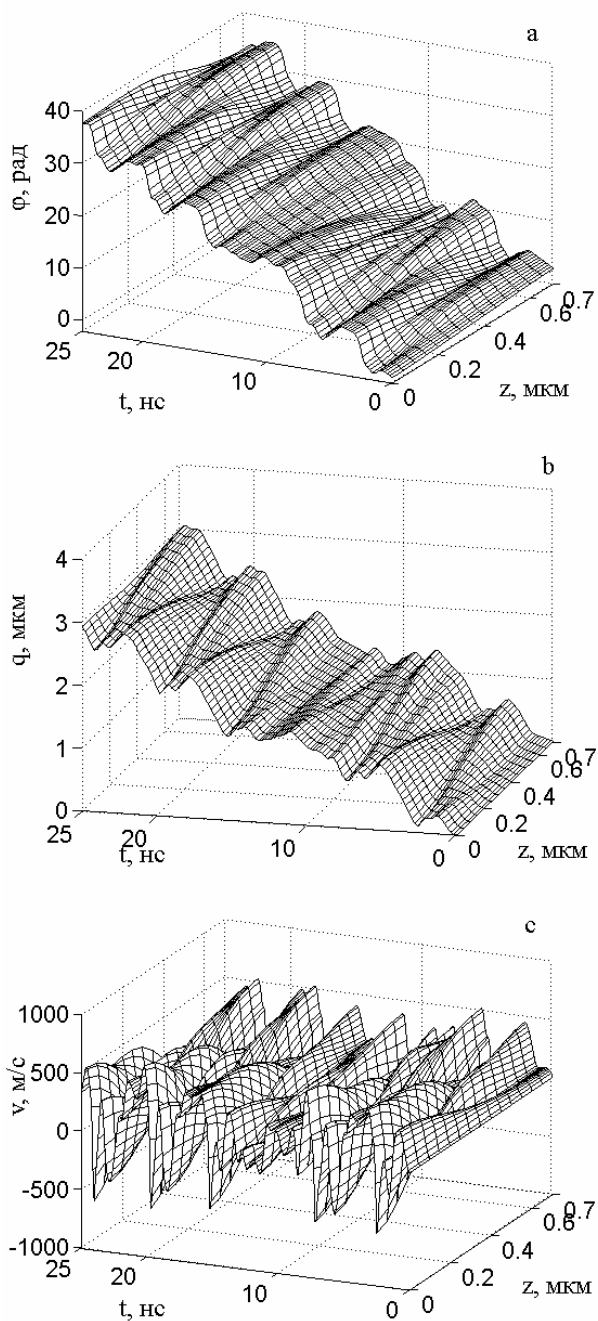


Рис. 4.8. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=92$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

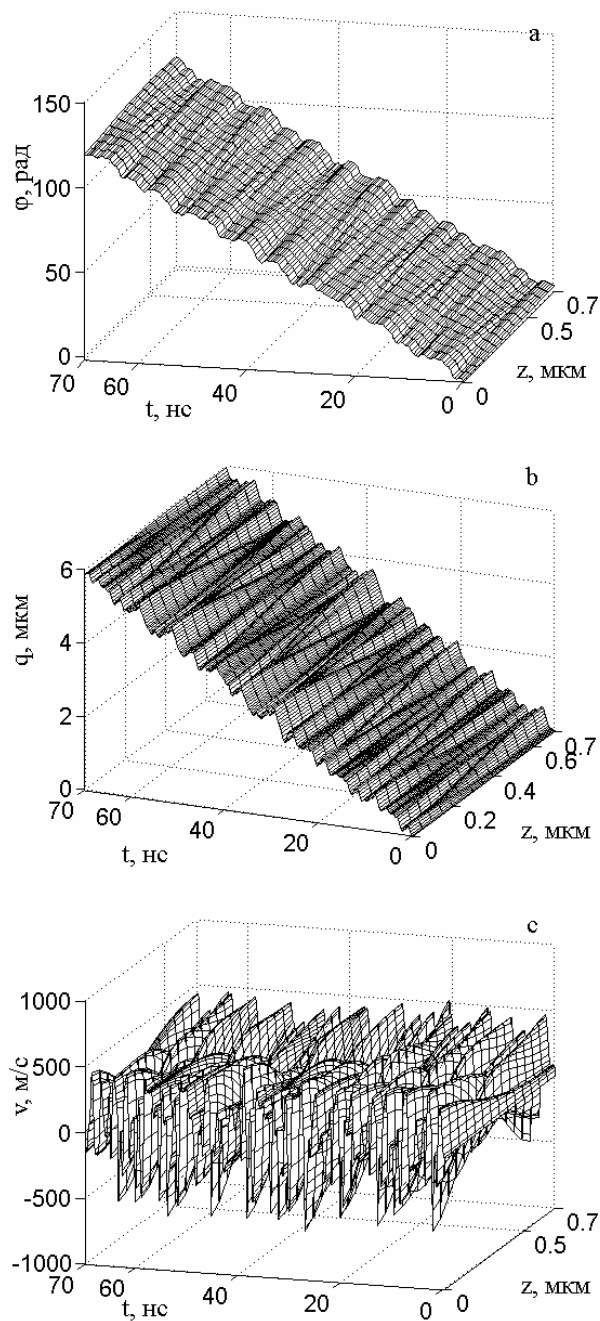


Рис. 4.9. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=106$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

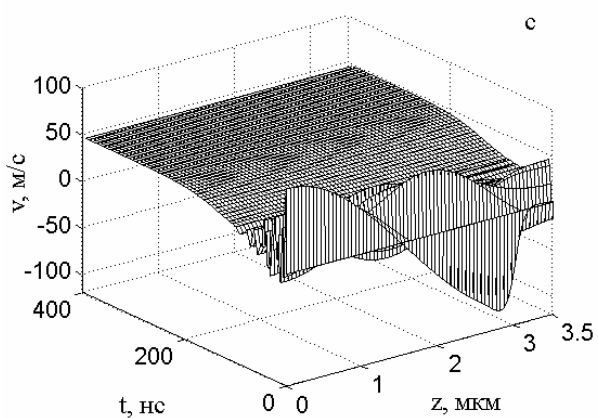
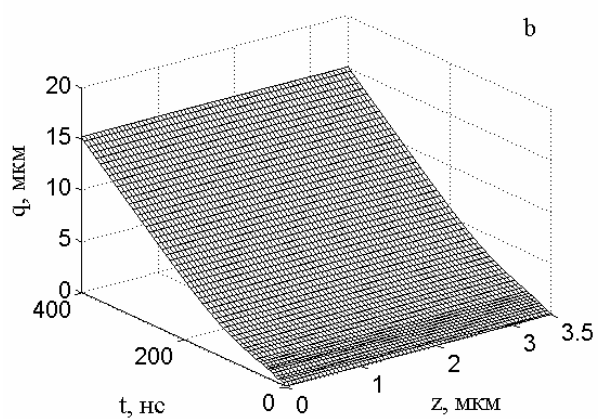
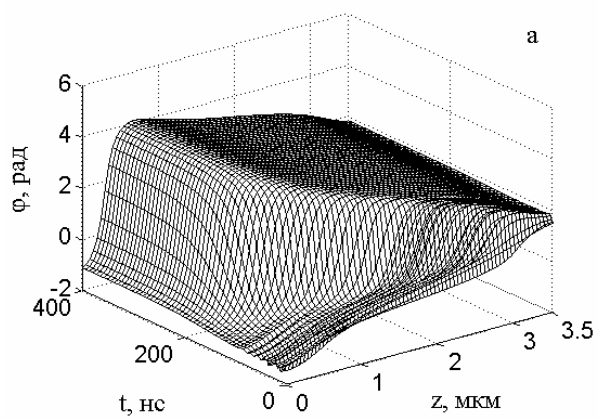


Рис. 4.10. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=2$ Э для пленки с $h_1=3$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Стационарная динамика.

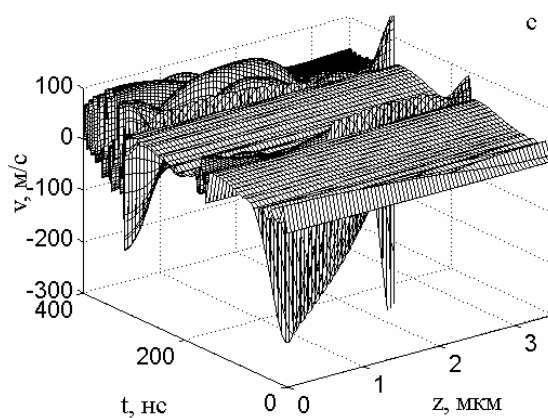
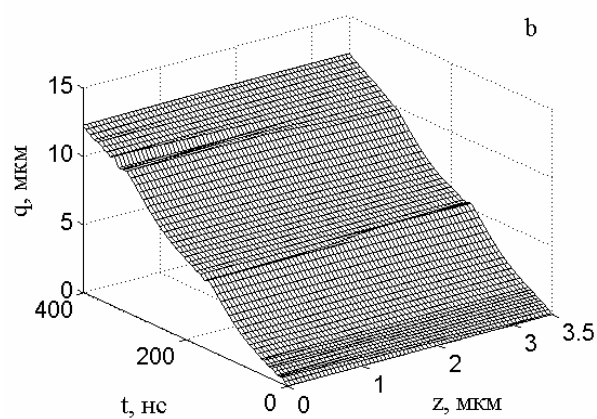
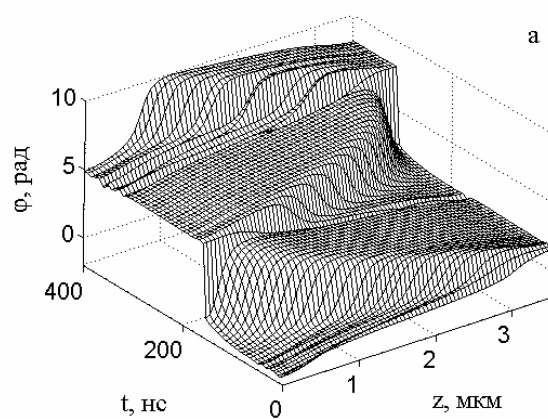


Рис. 4.11. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=2.5$ Э для пленки с $h_1=3$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

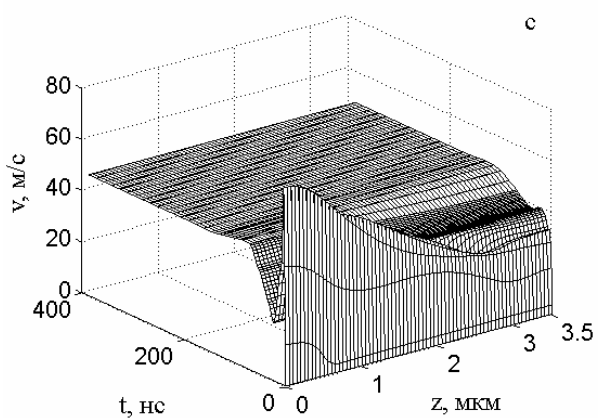
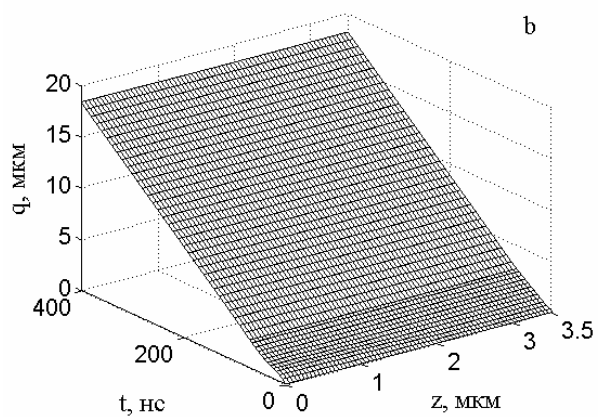
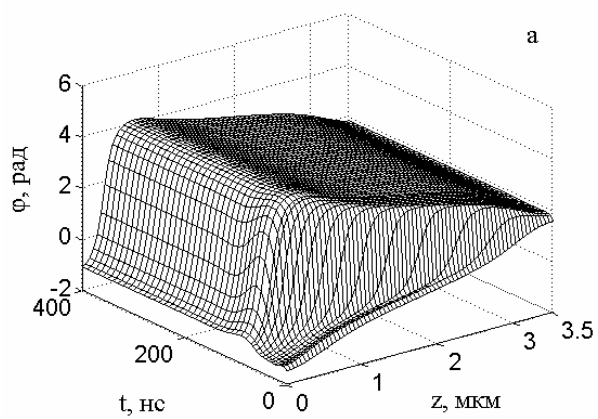


Рис. 4.12. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=11.4$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=3$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Стационарная динамика.

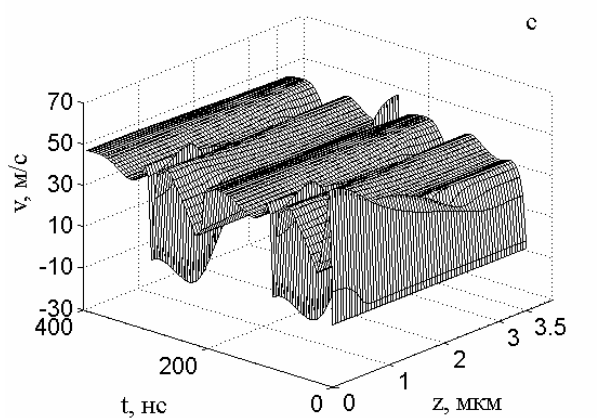
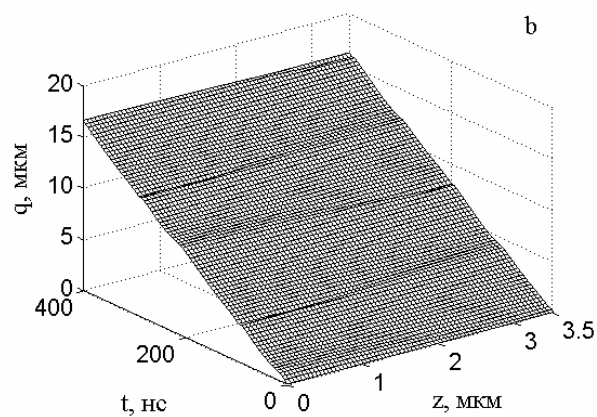
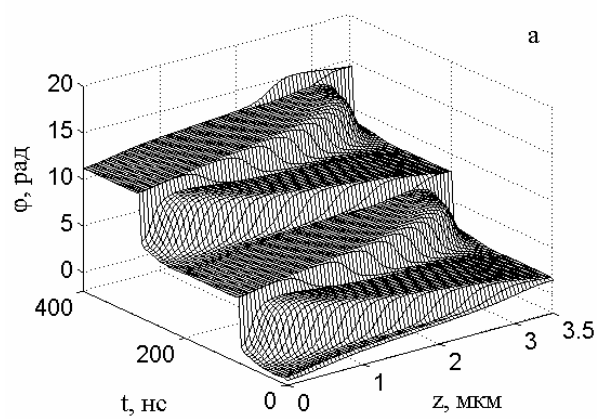


Рис. 4.13. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=11.6$ Э для пленки с $h_1=0.5$ мкм, $h_2=3$ мкм, $\alpha_1=0.003$, $\alpha_2=0.3$. Нестационарная динамика.

4.2 Динамика доменной стенки в двухслойной пленке с различным гиромагнитным отношением слоев

В данном параграфе исследуется динамика ДС в двухслойной пленке с различными гиромагнитными отношениями слоев [77, 78]. Остальные параметры слоев были выбраны: $A = 3.7 \times 10^{-7}$ эрг/см, $K = 10^4$ эрг/см³, $4\pi M = 300$ Гс, $\Delta = 0.06$ мкм, $\alpha = 0.3$. Гиромагнитные отношения слоев пленки нормировались на величину $\gamma_0 = 1.76 \times 10^7$ Э⁻¹с⁻¹. Если бы оба слоя имели одинаковое гиромагнитное отношение, равное γ_0 , то скорость Уокера для приведенных параметров материала составила бы $H_W = 45$ Э. Также исследуется влияние знака гиромагнитного отношения, определяющего направление прецессии намагниченности в ДС.

Также исследуется влияние знака гиромагнитного отношения, определяющего направление прецессии намагниченности в ДС. Подбирая параметры слоев, с различными гиромагнитными отношениями, возможно, значительно повысить поле, и соответственно скорость, срыва стационарного движения за счет, того, что намагниченность в слоях вращается в различные направления, значительно скручивая ДС, и препятствуя срыву движения.

На рис.4.14 – рис.4.16 показаны зависимости скорости ДС и угловой скорости прецессии намагниченности в ДС от внешнего магнитного поля для двухслойной пленки, в которой гиромагнитные отношения слоев различаются вдвое и имеют разный знак. Видно, что на всех кривых $V(H)$ наблюдается достаточно протяженный начальный линейный участок, причем поле срыва стационарного движения ДС существенно превышает значение $H_W = 45$ Э. Этот факт можно объяснить только тем, что гиромагнитное отношение слоев имеет разный знак. Из сравнения рис. 4.14, а, рис. 4.15, а и рис. 4.16, а видно, что значение H_{cr} увеличивается с ростом толщины слоя с большим гиромагнитным отношением.

На кривых $V(H)$, приведенных на рис. 4.14, а и рис. 4.15, а, при значениях H , соответствующих нестационарному движению ДС, имеются дополнительные пики, которые отсутствуют на рис. 4.16, а. Заметим, что на

рис. 4.14, б и рис. 4.15, б угловая скорость прецессии является отрицательной, тогда как на рис. 4.16, б – положительной. Важно также то, что на рис. 4.16, а начальная подвижность ДС и дифференциальная подвижность ДС (после срыва ее стационарного движения) различаются слабо. При этом угловая скорость прецессии на рис. 4.16, б после срыва стационарного движения ДС возрастает скачком, после чего на кривой $\omega(H)$ имеют место осцилляции.

На рис. 4.20 показана стационарная динамика ДС для случая, к которому относится рис. 4.14 при $H = 86$ Э ($h_1 = 0.2$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм). Разность фазового угла на обеих поверхностях пленки при этом близко к 2π . Длительность установочного процесса при этом составила $t \sim 10$ нс. При таких толщинах слоев стационарное движение ДС срывается в левую прецессию (рис. 4.21).

На рис. 4.22 показана стационарная динамика ДС для случая, к которому относится рис. 4.15 при $H = 102$ Э ($h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм). Разность фазового угла на поверхностях пленки близко при этом к 6π . Длительность установочного процесса при этом не превышает 20 нс. На рис. 4.23 показана нестационарная динамика ДС для этого случая. На рис. 4.24, 4.25 показана стационарная и нестационарная динамика ДС ($h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.2$ мкм). При таком соотношении толщин реализуется уже правая прецессия. Разность фаз на поверхностях также близко к 6π .

Зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от гиромагнитного отношения второго слоя пленки показаны на рис. 4.17. Видно, что при $\gamma_2/\gamma_1 = -1$, равенстве значений и противоположного знака гиромагнитных отношений слоев поле срыва, как и скорость срыва стационарного движения ДС существенно увеличивается. Причем с левой стороны от этой точки видна ступенчатообразная зависимость поля и скорости срыва стационарного движения ДС от гиромагнитного отношения второго слоя (рис. 4.17). При увеличении положительного значения гиромагнитного отношения поле и скорость срыва увеличиваются. Динамика

ДС по обе стороны от точки $\gamma_2/\gamma_1 = -1$, при $\gamma_2 = -2.1\gamma_0$, и $\gamma_2 = -1.9\gamma_0$, показана на рис. 4.26, 4.27. Видно, что ДС сильно скручивается: разность фаз на поверхностях пленки близко к 40π . Направление прецессии намагниченности в ДС слева от точки $\gamma_2/\gamma_1 = -1$ (рис. 4.26, $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -2.1\gamma_0$) – правое, а для интервала $-1 < \gamma_2/\gamma_1 < 0$ (рис. 4.27, $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -1.9\gamma_0$) левое, при $\gamma_2/\gamma_1 > 0$ правое.

Зависимости поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины первого слоя пленки показана на рис. 4.18. Видно, что при $h_1 = 1$ мкм, $h_2 = 0.5$ мкм, $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -\gamma_0$ поле и скорость срыва существенно увеличиваются. Для $h_1 < 1$ мкм направление прецессии левое (рис. 4.28, $h_1 = 0.96$ мкм, $h_2 = 0.5$), для $h_1 > 1$ мкм правое (рис. 4.29, $h_1 = 1.08$ мкм, $h_2 = 0.5$).

Зависимость поля и скорости срыва стационарного движения ДС от толщины второго слоя показана на рис. 4.19. Видно, что при $h_1 = 0.5$ мкм, $h_2 = 0.25$ мкм, $\gamma_1 = 2\gamma_0$, $\gamma_2 = -\gamma_0$ поле и скорость срыва стационарного движения ДС существенно увеличиваются. При $h_2 < 0.25$ мкм прецессия правая, при $h_2 > 0.25$ мкм левая. Отсюда можно получить эмпирическую формулу для соотношения толщин и гиромагнитного отношения слоев, при которых внешнее магнитное поле, необходимое для срыва движения ДС и соответствующая скорость ДС, существенно увеличиваются: $\gamma_1 h_2 + \gamma_2 h_1 = 0$.

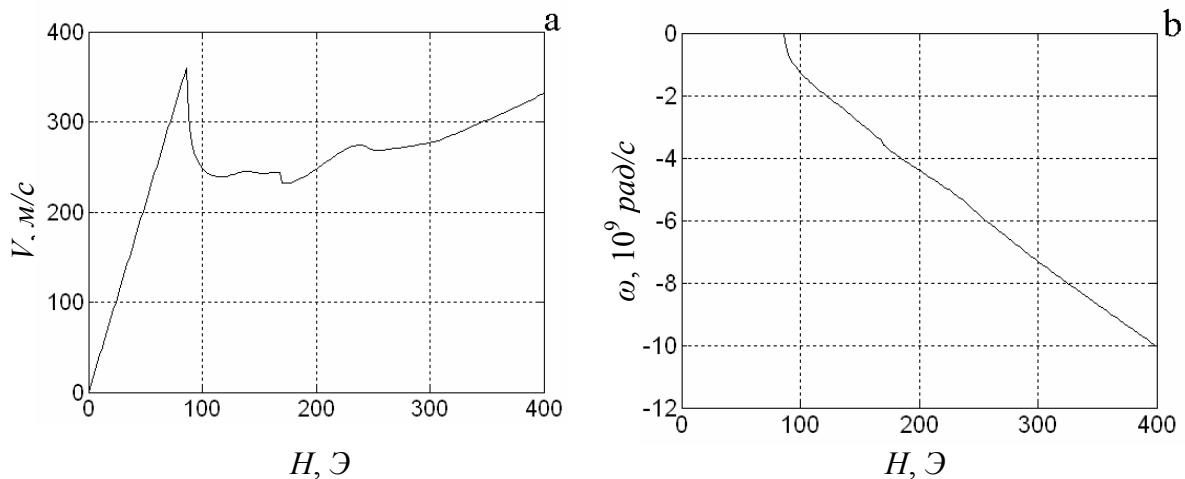


Рис. 4.14. Зависимости скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $\gamma_1=2\gamma_0$, $h_1=0.2$ мкм, $\gamma_2=-\gamma_0$, $h_2=0.5$ мкм.

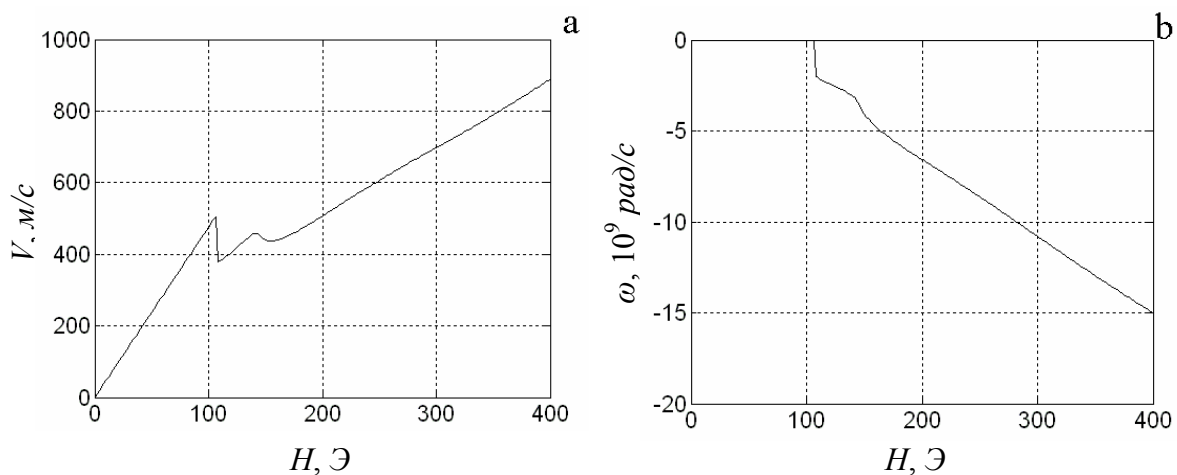


Рис. 4.15. Зависимости скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $\gamma_1=2\gamma_0$, $h_1=0.5$ мкм, $\gamma_2=-\gamma_0$, $h_2=0.5$ мкм.

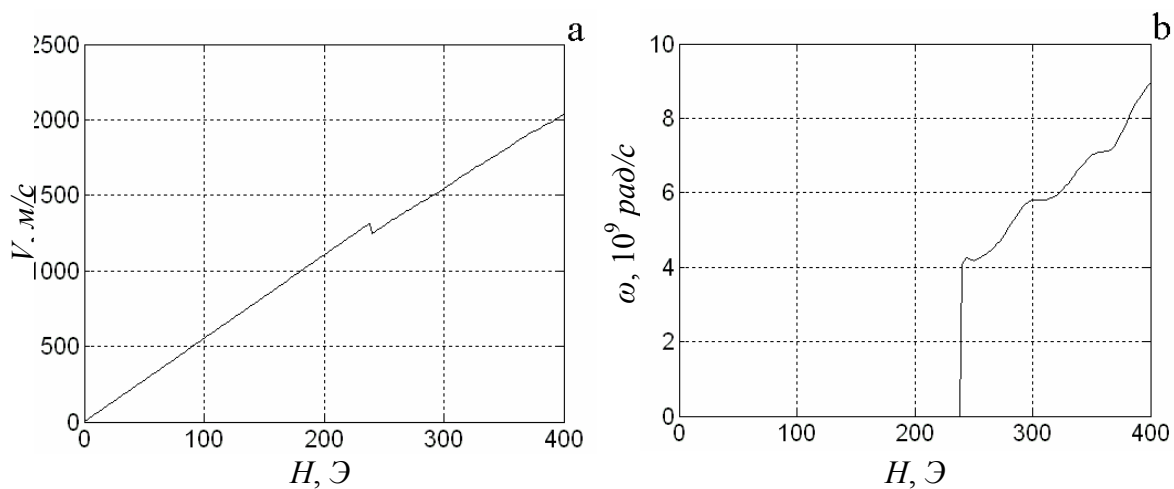


Рис. 4.16. Зависимости скорости ДС V (а) и угловой скорости прецессии намагниченности ω (б) в ДС двухслойной пленки от внешнего магнитного поля H : $\gamma_1=2\gamma_0$, $h_1=0.5$ мкм, $\gamma_2=-\gamma_0$, $h_2=0.2$ мкм.

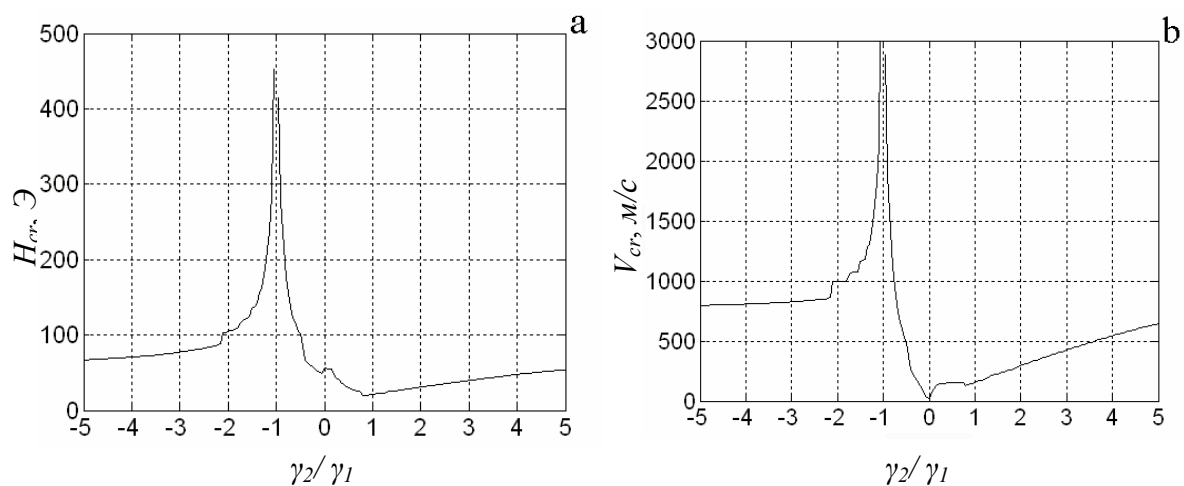


Рис. 4.17 Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от отношения гиромагнитных отношений слоев $\gamma_I=2\gamma_0$, $h_I=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм.

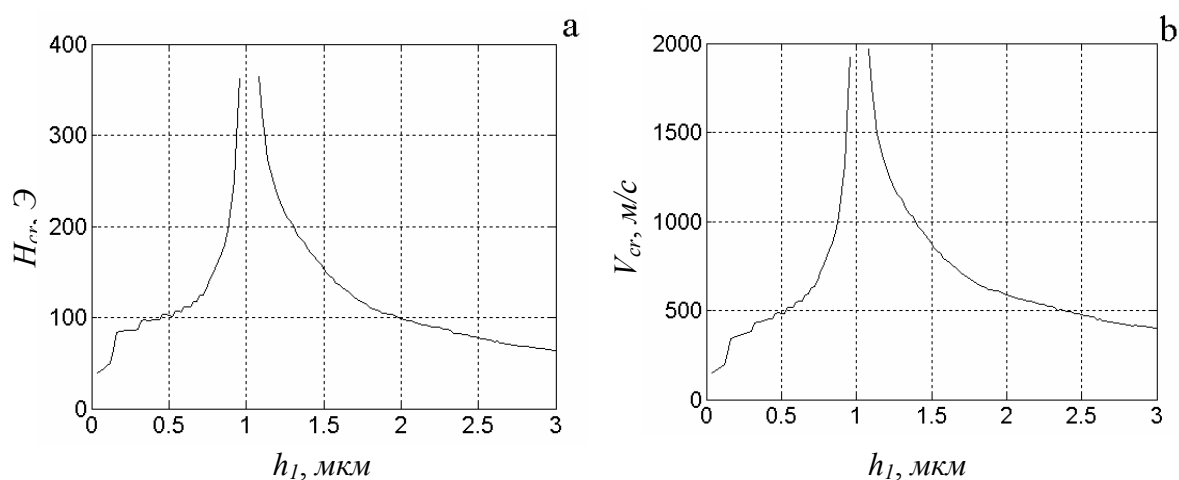


Рис. 4.18. Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от отношения гиромагнитных отношений слоев $\gamma_I=2\gamma_0$, $h_2=0.5$ мкм.

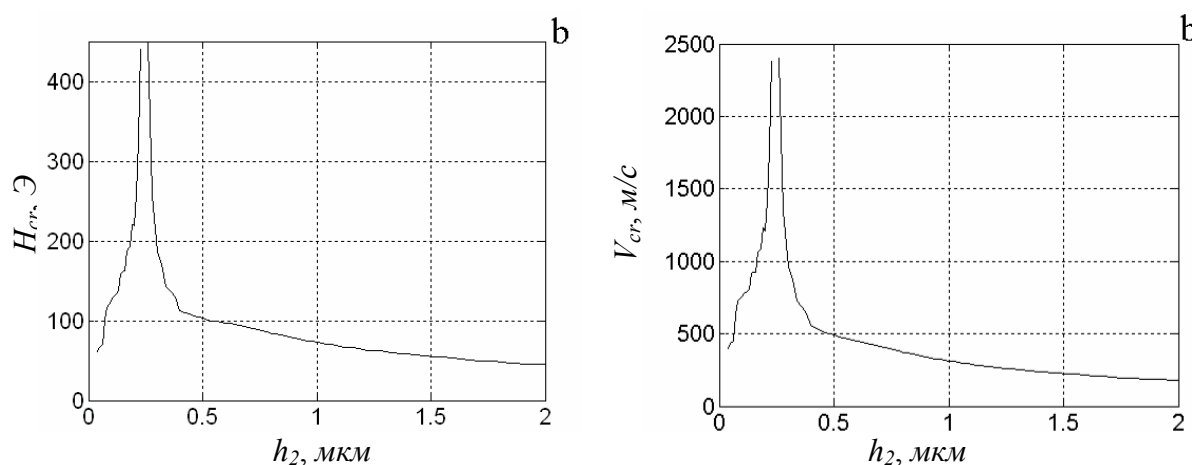


Рис. 4.19. Зависимости поля H_{cr} (а) и скорости V_{cr} (б) срыва стационарного движения ДС от отношения гиромагнитных отношений слоев $\gamma_I=2\gamma_0$, $h_I=0.5$ мкм.

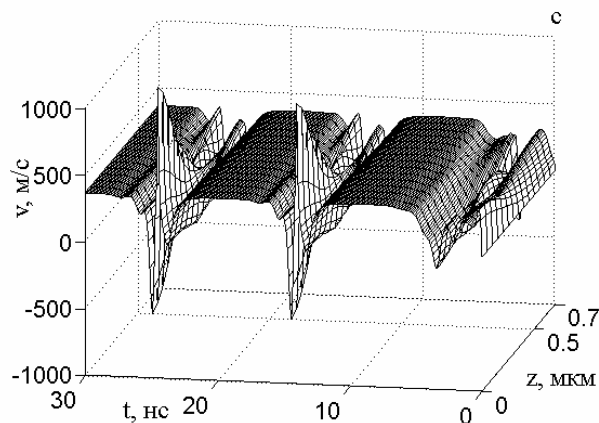
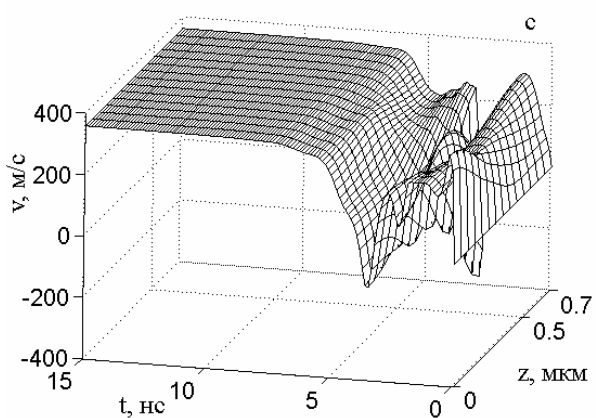
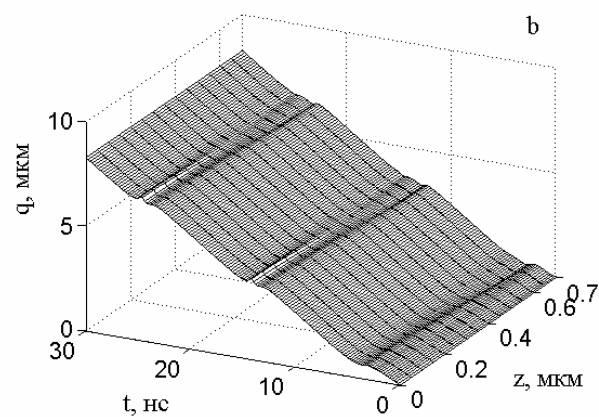
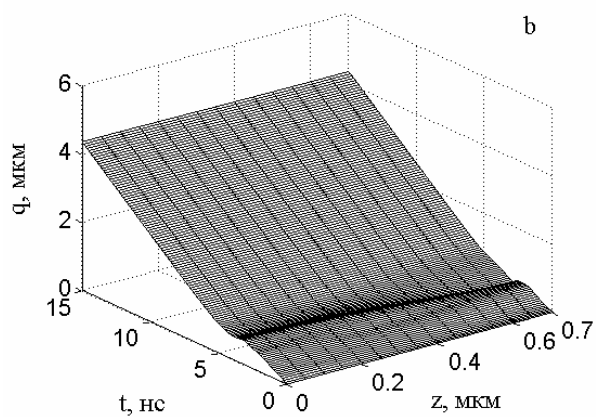
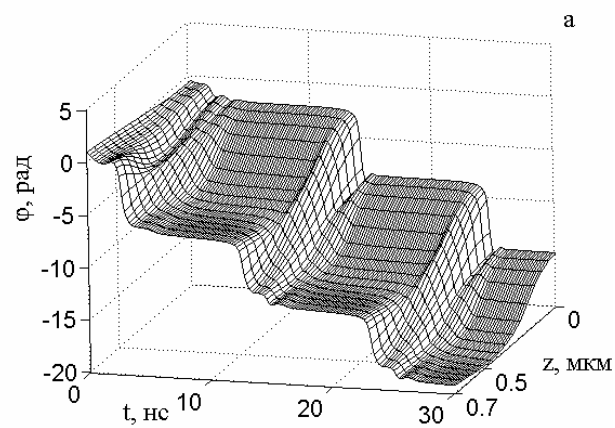
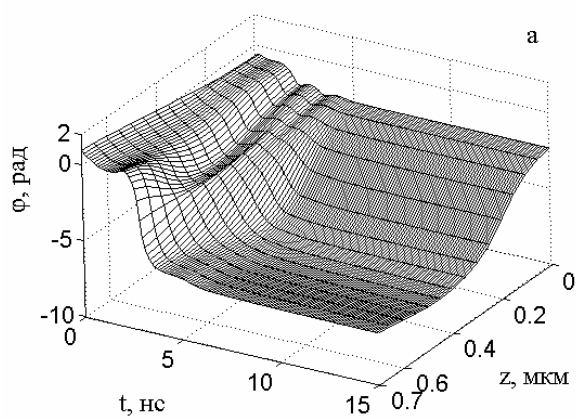


Рис. 4.20. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=86$ Э для пленки $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Стационарная динамика.

Рис. 4.21. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=88$ Э для пленки $h_1=0.2$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

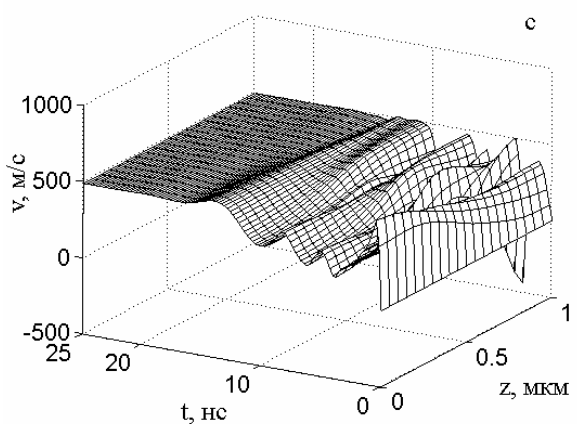
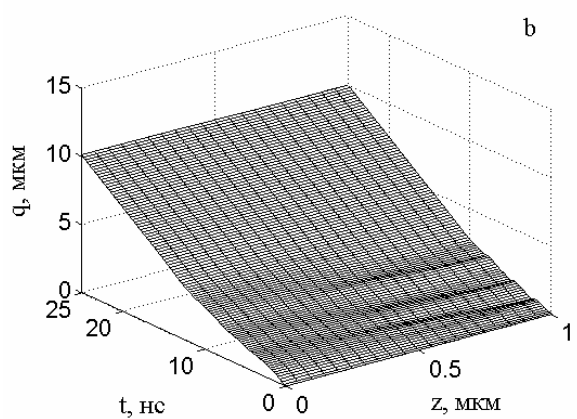
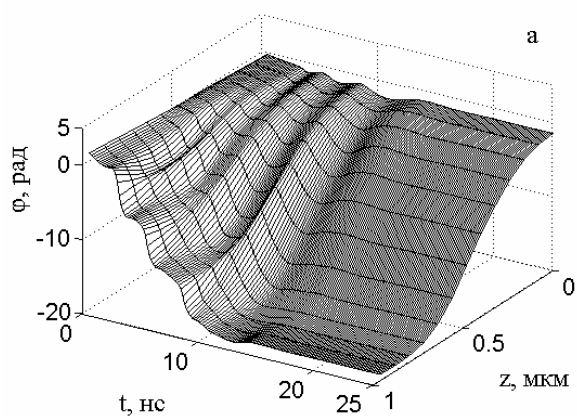


Рис. 4.22. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=102$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Стационарная динамика.

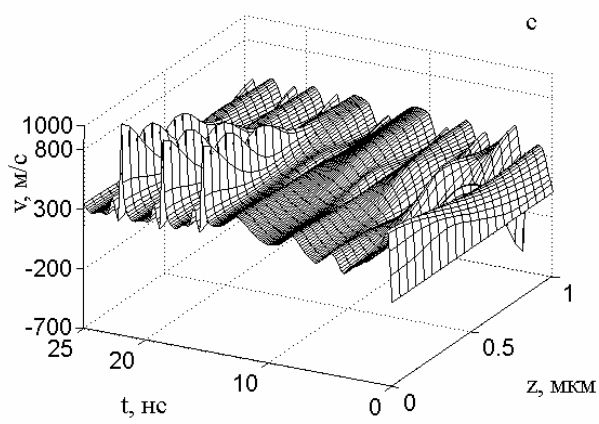
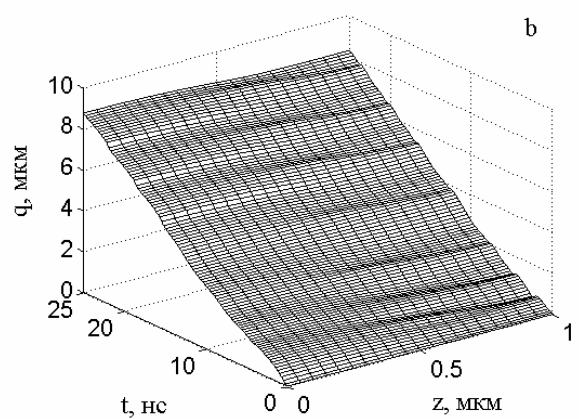
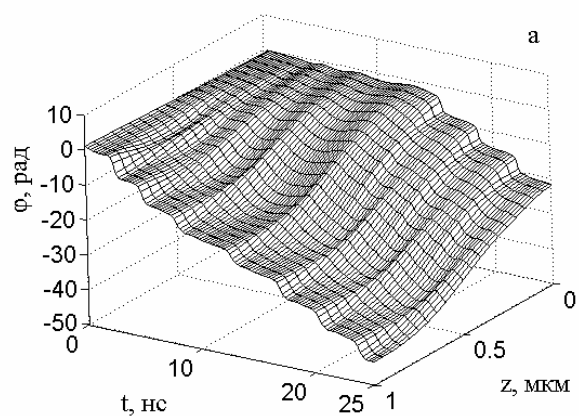


Рис. 4.23. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=103$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

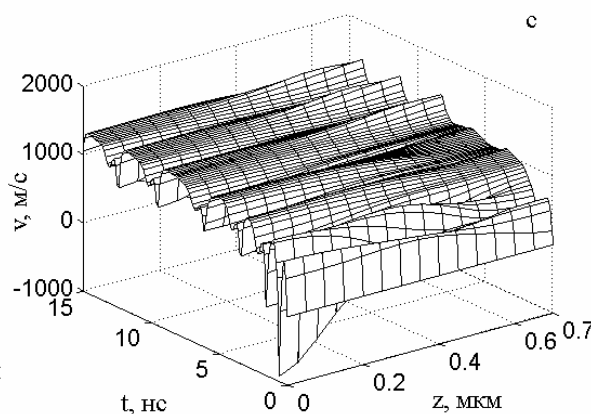
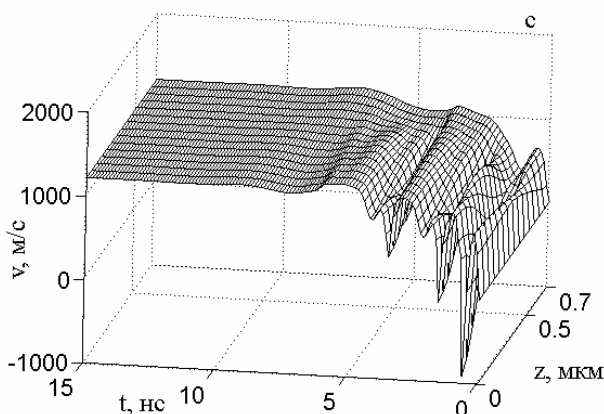
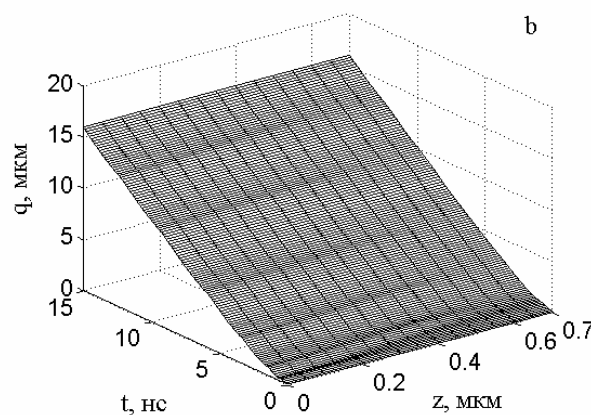
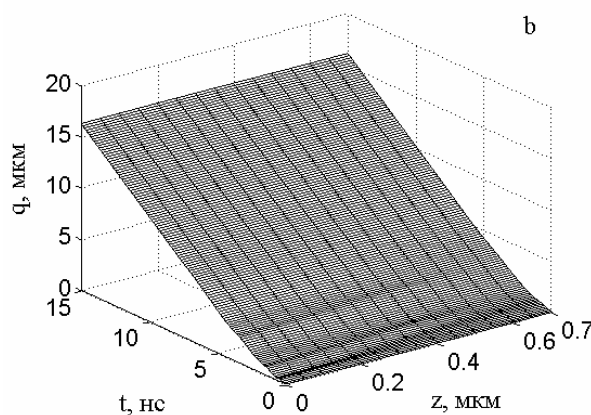
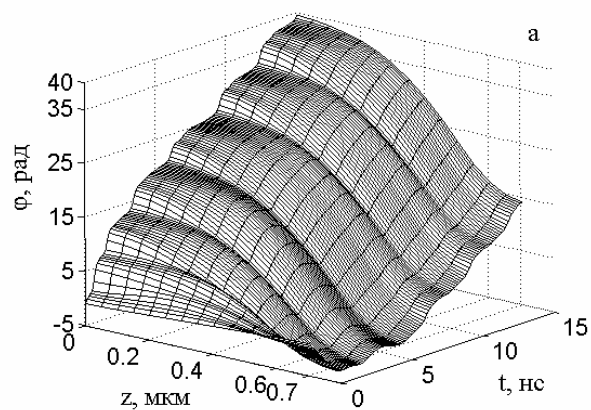
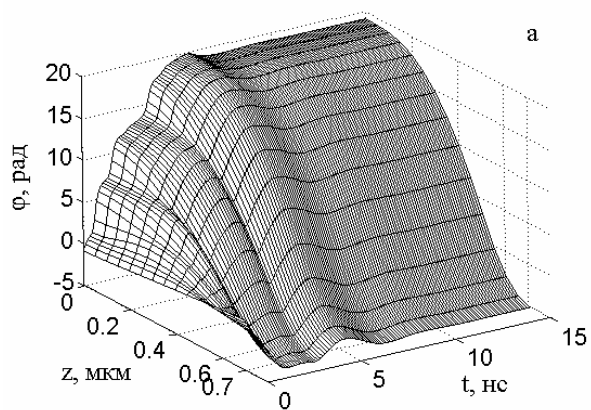


Рис. 4.24. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=218$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Стационарная динамика.

Рис. 4.25. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=220$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.2$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

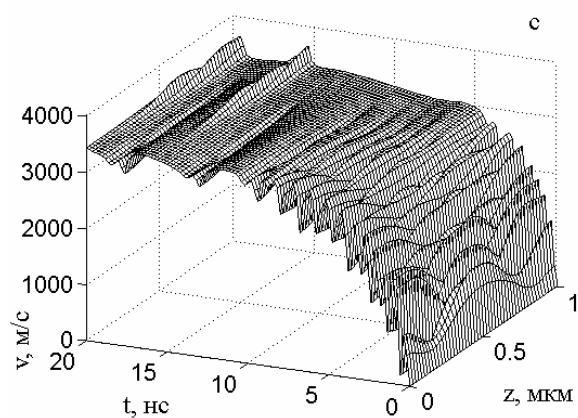
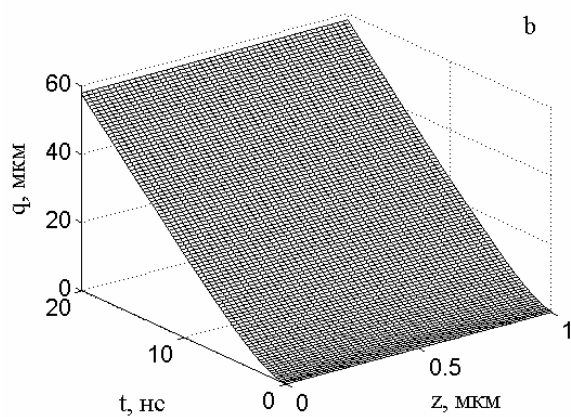
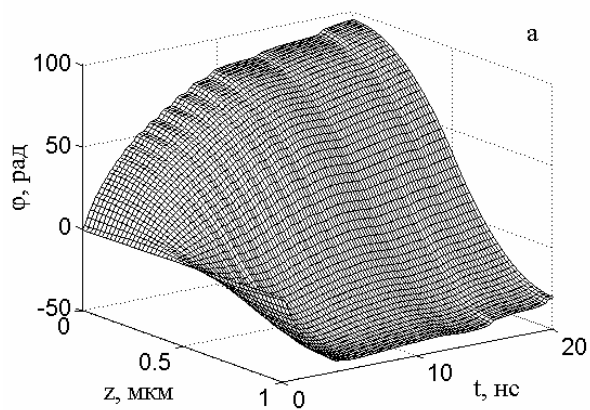


Рис. 4.26. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=454$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-2.1\gamma_0$. Нестационарная динамика.

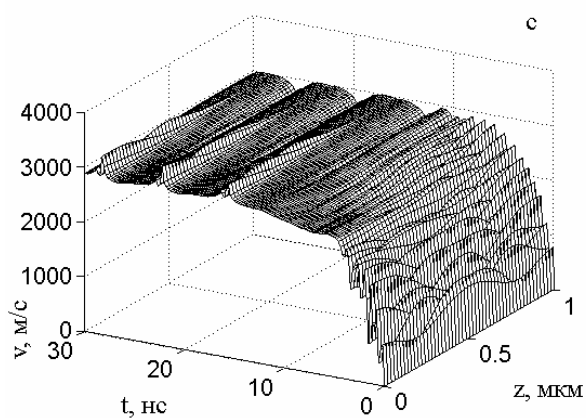
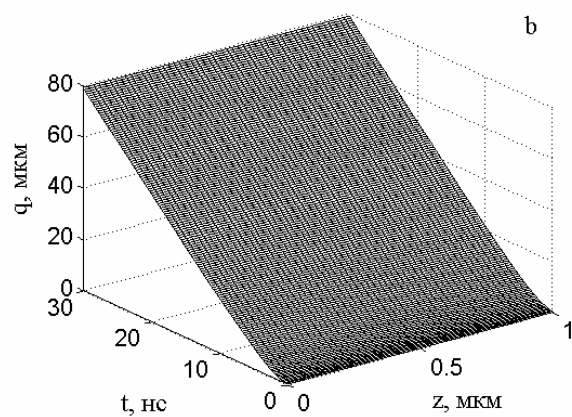
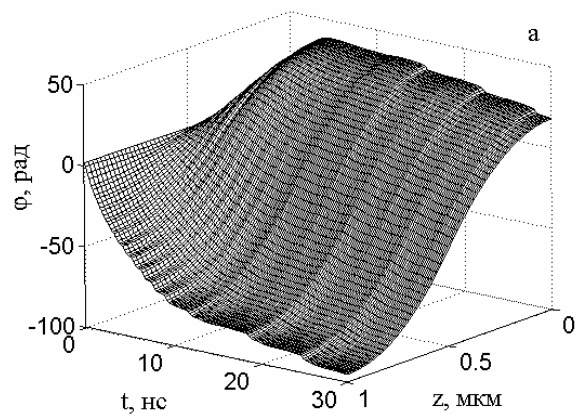


Рис. 4.27. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=416$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-1.9\gamma_0$. Нестационарная динамика.

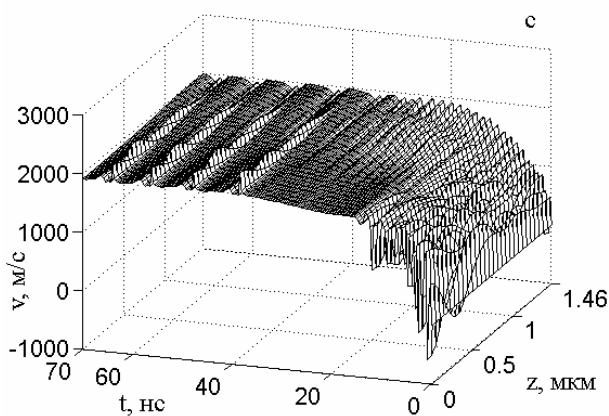
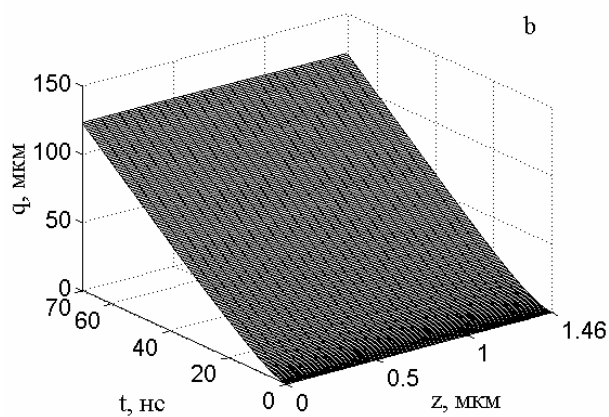
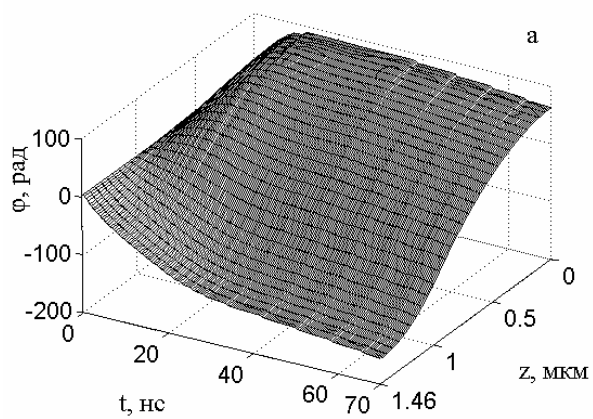


Рис. 4.28. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=367$ Э для пленки $h_1=0.96$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

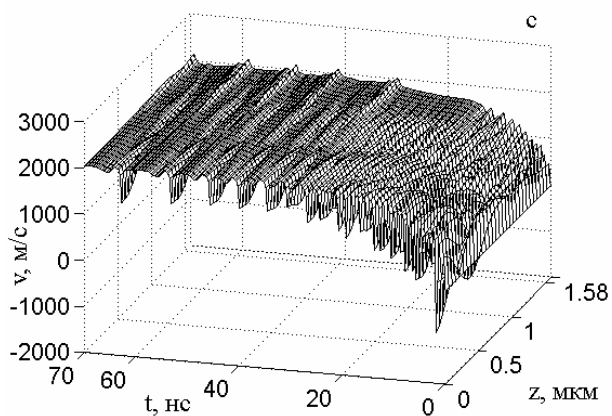
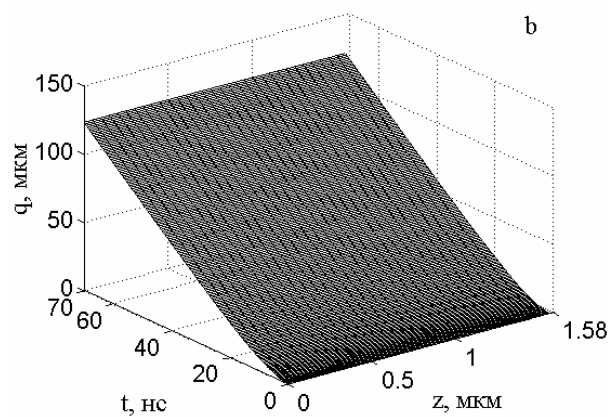
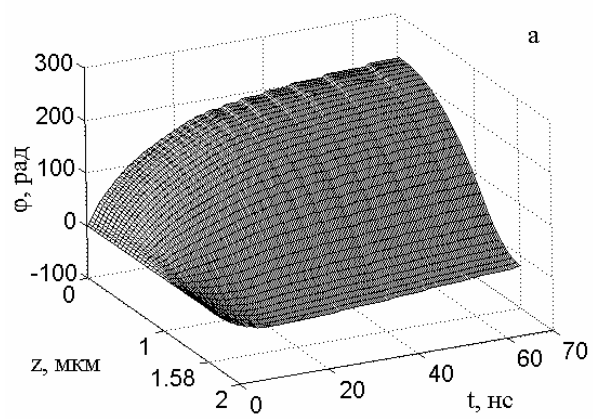


Рис. 4.29. Зависимости фазового угла ДС φ (a), профиля ДС q (b) и скорости ДС V (c) от координаты z и времени t при $H=367$ Э для пленки $h_1=1.08$ мкм, $h_2=0.5$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

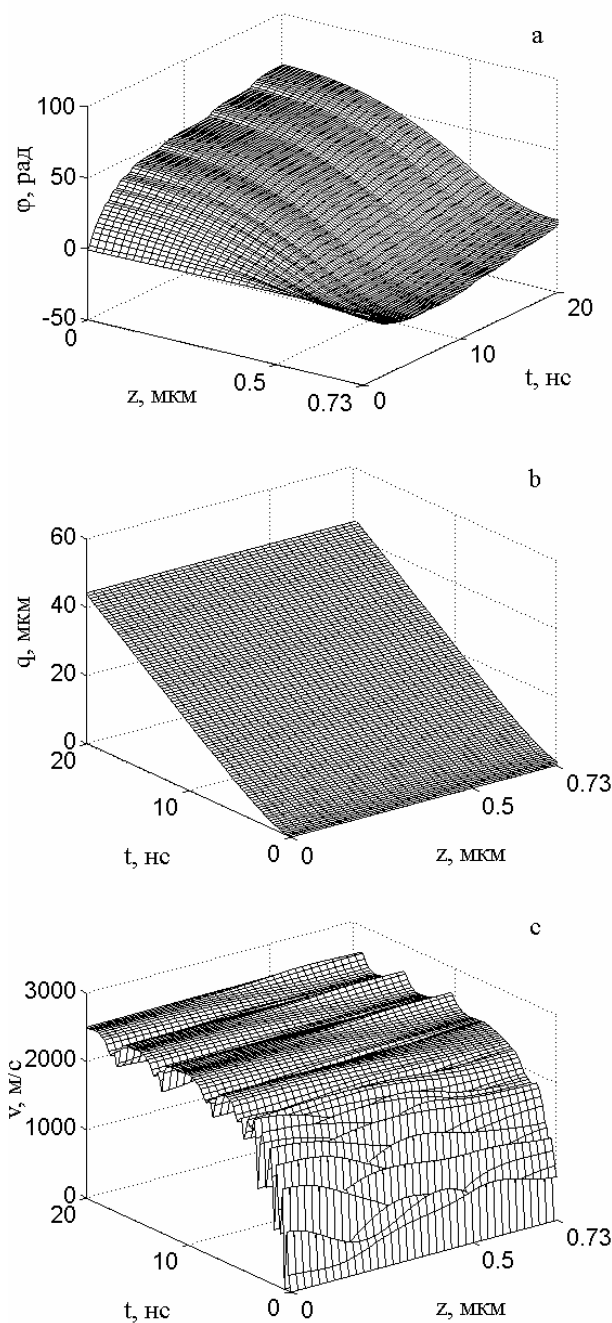


Рис. 4.30. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=447$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.23$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

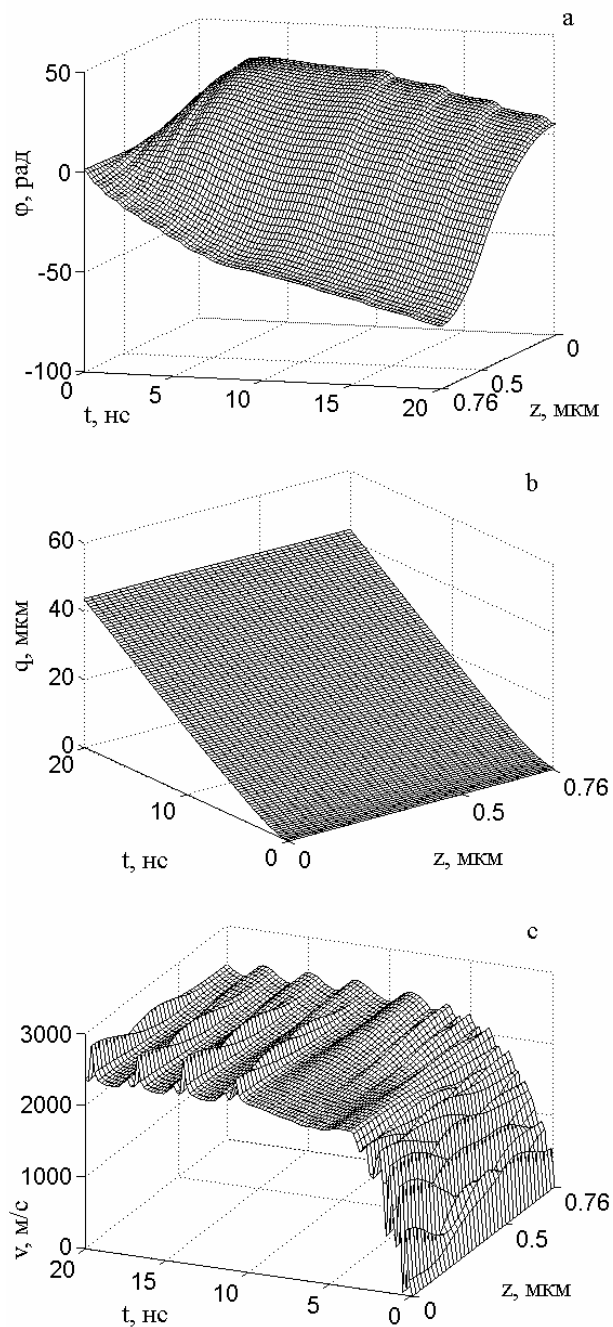


Рис. 4.31. Зависимости фазового угла ДС φ (а), профиля ДС q (б) и скорости ДС V (с) от координаты z и времени t при $H=455$ Э для пленки $h_1=0.5$ мкм, $h_2=0.26$ мкм, $\gamma_1=2\gamma_0$, $\gamma_2=-\gamma_0$. Нестационарная динамика.

Выводы главы 4

1. Впервые на зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в области нестационарного движения ДС в двухслойных пленках с разным параметром затухания в слоях обнаружены пики скорости ДС, связанные со сложным механизмом движения ГБЛ.

2. Впервые показано, что поле срыва стационарного движения ДС в двухслойной пленке с различным параметром затухания Гильберта линейно зависит от параметра затухания одного из слоев пленки, при этом скорость срыва стационарного движения ДС практически не зависит от параметра затухания.

3. Впервые показано, что при увеличении толщины слоя с большим параметром затухания поле срыва стационарного движения ДС увеличивает при малых толщинах, тогда как при увеличении толщины слоя с меньшим параметром затухания поле срыва стационарного движения ДС монотонно уменьшается. При этом скорость срыва стационарного движения ДС уменьшается при увеличении толщины любого из слоев пленки с разным параметром затухания в слоях.

4. Впервые в рамках модели Слончевского показано, что в двухслойных пленках с разным знаком гироманитного отношения в слоях, можно существенно расширить область стационарного движения ДС при компенсации моментов сил, действующих на векторы намагниченности в слоях пленки. Предложена эмпирическая формула, определяющая значения магнитных параметров слоев пленки, для которых в широком интервале значений внешнего магнитного поля реализуется стационарное движение ДС.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Выполненные теоретические исследования и их анализ позволяют сделать *общие выводы*.

1. Для исследования динамики сквозной ДС в двухслойной ферромагнитной пленке предложена разностная схема решения уравнений Слончевского методом прогонки, показана устойчивость и сходимость схемы. Показано удовлетворительное соответствие результатов численной модели с экспериментальными данными и результатами численных расчетов других авторов.

2. Показано, что в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения слоев зависимость фазового угла от толщины пленки носит немонотонный характер и имеет особенности на границе раздела слоев, что в динамике может приводить к отражению ГБЛ от границы раздела слоев.

3. Показано, что наличие пиков на зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в области нестационарного движения в двухслойных пленках с различной намагниченностью насыщения, одноосной магнитной анизотропией и параметром затухания Гильберта связано со сложным механизмом движения ГБЛ по толщине пленки.

4. Впервые показано, что при равных значениях намагниченности насыщения, а также одноосной анизотропии в слоях пленки достигается минимальное значение поля и скорости срыва стационарного движения ДС.

5. Впервые в рамках модели Слончевского показано, что в двухслойных пленках с различным знаком гиромангнитного отношения слоев можно существенно расширить область стационарного движения ДС за счет компенсации в слоях пленки общего момента сил, действующего на намагниченность в ДС. Предложена эмпирическая формула, определяющая значения параметров слоев пленки, для которых в широком интервале значений магнитного поля реализуется стационарное движение ДС.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

A – константа неоднородного обменного взаимодействия

M – намагниченность насыщения

q – профиль доменной стенки

φ – фазовый угол в плоскости пленки (xOy)

α – параметр затухания Гильберта

γ – гиромагнитное отношение

K – константа одноосной анизотропии

K_p – константа анизотропии в плоскости пленки

H – внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки

H_p – поле Слончевского

H_{pl} – поле в плоскости пленки

V_p – скорость Слончевского

h_i – толщина слоя пленки

$Q = K/2\pi M_s^2$ – фактор качества материала пленки

$\Delta = (A/K)^{0.5}$ – параметр ширины ДС

A – параметр затухания Ландау - Лифшица

$\Lambda_B = (A/2\pi M^2)^{1/2}$ - параметр ширины блоховской линии

$\sigma = 4(AK)^{1/2}$ – поверхностная плотность энергии доменной стенки

ДС – доменная стенка

ГБЛ – горизонтальная блоховская линия

КМИ – точка компенсации момента импульса

МПФГ – монокристаллическая пленка феррит – граната

ОЛН – ось легкого намагничивания

ПП – пленка положжа

ПВ – пленка воздух

Автор считает своим долгом отметить, что многие результаты работы не могли быть получены без помощи и участия ряда сотрудников кафедр молекулярной и общей физики для физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова. Автор искренне благодарит научного руководителя Н.Н. Сысоева, а также В.В. Рандошкина, обратившего внимание автора на двухслойные пленки МПФГ как на интересный объект для физических исследований, О.А. Котельникову, Г.Е.Ходенкову, П.А. Полякова, О.С. Колотова, А.В. Уварова, И.А. Знаменскую, В.М. Четверикова и О.В. Милославскую за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости в ферромагнитных телах // Собрание трудов. Наука, М. 1969. 128 с.
2. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами: Пер. с англ. - М.: Мир, 1982. - 382 с.
3. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 320 с.
4. Колотов О.С., Погожев В.А. Импульсное перемагничивание пленок феррит-гранатов // Вестн. Моск. ун-та, сер.3. Физ. астр. –1991, –Т.32, –№6. – С. 3–18.
5. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов: Пер. с англ. - М.: Мир, –1983. –496 с.
6. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. Экспериментальная проверка одномерной теории движения доменных стенок в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ. –1985. –Т.42. –С.34-37.
7. О' Делл Т. Ферромагнитодинамика. Динамика ЦМД, доменов и доменных стенок: Пер. с англ. - М.: Мир, –1983. –256 с
8. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. Динамика доменных стенок в тулий-содержащих пленках вблизи точки компенсации момента импульса // ФТТ. – 1990. –Т.32. –В.1. –С.246-253.
9. Gilbert T.L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field.// Phys. Rev. –1955.–V.100. –P 1243 –1254.
10. Walker L.R. In: Magnetism / Eds T. Rado, H. Shul. Academic Press, N.Y. 1963.–V.3. –P.405.
11. Волков В.В., Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках (Обзор) // ФТТ. – 2008. – Т.50. – В.2. –С.193-221.
12. Feldtkeller E. Magnetic Domain Wall Dynamics // Phys. Stat. Sol (b). – 1968. –V.27. –P.161-170.

-
13. Slonczewski J.C. Dynamics of magnetic domain walls // Intern. J. Magn. – 1972. –V.2. –P.85-97.
 14. Рандошкин В.В. Импульсные процессы в висмутсодержащих монокристаллических пленках феррит-гранатов и их применение. - М., 1992. –С.49-107 (Труды ИОФАН. - Т.35).
 15. Рандошкин В.В. Зависимость скорости доменных стенок от магнитного поля в одноосных пленках феррит-гранатов с разным затуханием // ФТТ. –1995. –Т.37. –В.3. –С.652-659.
 16. Schryer N.L., Walker L.R. The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields // J. Appl. Phys. –1974. –V.45. –P.5406-5421.
 17. Hagedorn F.B. Dynamic conversion during magnetic bubble domain wall motion // J. Appl. Phys. –1974. –V.45. –№ 7. –P.3129- 3140.
 18. Slonczewski J.C. Theory of Bloch-line and Bloch-wall motion // J. Appl. Phys. –1974. –V.45. –№ 6. –P.2705-2715.
 19. Slonczewski J.C. Theory of domain wall motion in magnetic films and platelets // J. Appl. Phys. –1973. –V.44. –№ 4. –P.1759-1770.
 20. Kosinski R.A., Engemann J. Stationary motion of a domain wall in presence of in-plane magnetic field in a bubble garnet films // J. Appl. Phys. –1984. –V.55. –№ 10. –P.3732-3738.
 21. Рандошкин В.В. Достижения в разработке ЦМД-материалов // Радиоэлектроника (состояние и тенденции развития). –1984. –Тетр.II. – С.17-25.
 22. Honda S., Fukuda N., Kusuda T. Saturation velocity and in-plane field effect on the velocity in bubble garnet films // J. Appl. Phys. –1980. –V.51. –P. 4346-4351.
 23. Schlomann E. Domain walls in bubble films. I. General theory of static properties // J. Appl. Phys. –1973. –V.44. –P.1837-1849.

-
24. Honda S., Fukuda N. Domain size effect on the coherent precession mode wall motion in magnetic bubble materials // J. Appl. Phys. –1980. –V.51. –P.5909-5912.
 25. Дружинин В.В., Мальцев В.В. Зависимость скорости насыщения скрученной доменной границы от толщины пленки // ФТТ. –1989. –Т.31. –С.149 – 153.
 26. Боков В.А., Волков В.В. Характер зависимости скорости доменной стенки от продвигающего поля в пленках гранатов // ФТТ. –1997. –Т.39. –С.660-663.
 27. Рандошкин В.В. Метод измерения скорости доменных стенок в пленках феррит-гранатов // ПТЭ. –1995. –№ 2. –С.155-161.
 28. А.с. СССР 1788523, МКИ4 G 11 C 11/14. Способ В.В.Рандошкина измерения скорости доменных стенок в магнитоодноосной доменосодержащей пленке / В.В.Рандошкин. - 2 с.
 29. Bobeck A.H., Danylchuk I., Remeika J.P. et al. Dynamic properties of bubble domains // Proc. Internat. Conf. on Ferrites. –1970. –University Tokyo Press. –1971. –P.361-364.
 30. Vella-Coleiro G.P., Tabor W.J. Measurement of magnetic bubble mobility in epitaxial garnet films // Appl. Phys. Lett. –1972. –V.21. –№ 1. –P.7-8
 31. Malozemoff A.P., De Luca J.C. Ballistic overshoot in the gradient propagation of bubbles in garnet films // Appl. Phys. Lett. –1975. –V.26. –№ 12. –P.719-721.
 32. Brown B.R. Wall state stability during translational motion // AIP Conf. Proc. –1976. –V.29. –P.69-71.
 33. Gallagher T.J., Humphrey F.B. Bubble collapse and stripe-chop mechanism in magnetic bubble garnet materials // Appl. Phys. Lett. –1977. –V.31. –№ 3. –P.2235-238.
 34. Bobeck A.H., Danilchuk A.H., Remeika J.P., Van Uitert L.G., Walters E.M. Ferrites // Proc. Int. Conf. Kyoto. University of Tokyo Press. –1971. –P.361.

-
35. Malozemoff A.P. Mobility of bubbles with small numbers of Bloch lines // J. Appl. Phys. –1973.–V.44. –P.5080-5089.
36. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Сукстанский А.Л. О предельной скорости движение ДГ в магнетиках // ФТТ. – 1978. –Т.20. –С.2177-2187.
37. Недлин Г.М., Шапиро Р.Х. Влияние поперечного магнитного поля на движение ДС в ферромагнетиках // ФТТ. –1977. –Т.19. –С. 2911-2921.
38. Ходенков Г.Е. Одноугловые и скрученные состояния доменных границ в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией // ФММ. – 1990. – Т.6. –С.26-30.
39. Ходенков Г.Е. Скачок предельных скоростей в точке перехода Блох-Нелевская доменная граница // ФММ. –1980. –Т.49. –С.663-665.
40. De Leeuw F.H., Van den Doel R., Robertson J.M. The dynamical behavior of magnetic domain walls and magnetic bubbles in single-, double-, and triple-layer garnet films // J. Appl. Phys. –1978.–V.49. –P.768-783.
41. Гуревич ВА. Динамика блоховской доменной границы в ферромагнетике // ФТТ. –1977. –Т.19. –С.2893-2902.
42. Malozemoff A.P. Bloch-line rotation instability during gradient propagation of $S=0$ bubbles in an in-plane field // J. Appl. Phys. –1977. – V.48. –P.795-800.
43. Iwata S., Shiomi S., Uchiyama S. Dynamics of an Isolated Stripe Domain in Bubble Film // Jap. J. Appl. Phys. –1981. –V.20. –P.1073-1084.
44. Iwata S., Isomura S., Shiomi S., Uchiyama S. Dependence of wall dynamics on damping constant in bubble films.// IEEE Trans. Magn. –1982. –V.18. –P. 1343-1345.
45. Kosinski R.A., Heidmann J., Krumbholz D., Engemann J. The structure of a moving domain wall subjected to an in plane magnetic field.// IEEE Trans. Magn. –1984. –V.20. –P.1150-1152.
46. Kosinski R.A., Engemann J. Numerical simulation of wall dynamics in (111)-oriented garnet films in the presence of an in-plane magnetic field // J. Magn. Mater. –1985. –V.50. –P.229-239.

-
47. Рандошкин В.В., Логунов М.В. Влияние планарного магнитного поля на динамику доменных стенок в пленках феррит-гранатов с малым затуханием. // ФТТ. –1994. –Т.36. –В.12. –С.3498-3505.
48. Schlomann E. Domain walls in bubble films. IV. High-speed wall motion in the presence of an in-plane anisotropy // J. Appl. Phys. –1976. –V.47. –P. 1142-1150.
49. Breed D.J., Nederpel P.Q.J., De Geus W. Domain-wall dynamics in garnet films with orthorhombic anisotropy // J. Appl. Phys. –1983. –V.54. –P.6577-6583.
50. Боков В.А., Волков В.В., Мажевский А., Петриченко Н.Л., Станкевич А. Переход к нелинейному режиму движения доменной стенки в присутствии планарного поля.// ФТТ. – 1995. –Т.37. – С.2966-2978.
51. Рандошкин В.В. Динамика доменных стенок в висмут-содержащих монокристаллических пленках феррит-гранатов // Дисс. на соиск. уч. степени доктора физ.-мат. наук. Москва, МГУ, физич. фак-т, 2002, 310 с.
52. Ющук С.И. Слоистая структура эпитаксиальных пленок феррит-гранатов // ЖТФ. –1999. –Т.69. –В.12. –С.62-64.
53. Bobeck A. H., Blank S. L, Levinstein H. J., Process for suppressing hard bubbles in magnetic bubble devices.// Bell Syst. Techn. Journ. –1972. –V.51, – P.1431-1435.
54. Hansen P. Field dependence of the wall width and wall energy of compensation walls // Appl. Phys. Lett. –1974. –V.25. –P.241-244.
55. Червоненкис А.Я., Рыбак В.И. Бистабильные ЦМД в Bi-содержащих гранатовых пленках // Письма в ЖТФ. –1978. –Т.4. –В.1. –С.24-28.
56. Мартынов А.Ф., Николаев Л.В., Рандошкин В.В. и др. Динамика переходов между сквозными и несквозными ЦМД в двухслойных пленках ферритов-гранатов // Письма в ЖТФ. –1980. –Т.6. –В.13. –С.786-789.
57. Рандошкин В.В., Балбашов А.М., Дурасова Ю.А. и др. Динамика доменных стенок бистабильных ЦМД // ФТТ. –1981. –Т.23. –В.8. –С.2520-2522.

-
58. Телеснин Р.В., Мартынов А.Ф., Рандошкин В.В., Сопин А.И. Динамика страйп-доменов в двухслойных пленках ферритов-гранатов // ФТТ. –1982. –Т.24. –В.3. –С.933-935.
59. Мартынов А.Ф., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. К вопросу о динамике несквозных цилиндрических магнитных доменов // ФТТ. –1982. –Т.24. –В.11. –С.3463-3465.
60. De Bonte W.J. The static stability of half bubbles // Bell Syst. Techn. J. – 1972. –Vol.55. –№ 9. –P.1933-1955.
61. Филиппов Б.И., Танкеев А.П., Лебедев Ю.Г., Раевский Е.И. Статические и динамические свойства доменных стенок в неоднородных по толщине пластинах ЦМД-материалов // ФММ. –1980. –Т.49. –В.3. –С.518-531.
62. Malozenoff A.P. Theory of saturation velocity and ballistic overshoot for interpreting domain wall oscillations and dynamic bubble collapse experiments in high-mobility bubble films // J. Magn. Magn. Mater. –1976. –V.3. –P.234-247.
63. Рандошкин В.В. О динамике бистабильных цилиндрических магнитных доменов в однородном магнитном поле // ФММ. –1996. –Т.81. –В.4. –С.5-15.
64. Беляева А.И., Милославская О.В., Юрьев В.П., Потакова В.А. Исследование природы взаимодействия феррит-гранатовых слоев двухслойной пленки в интервале температур 4.2 – 300 К // ФТТ. –1985. –Т.27, –В.2. –С.340-348.
65. Рандошкин В.В., Сысоев Н.Н., Мاستин А.А. Возбуждение спиновых волн локализованных на движущейся доменной стенке в двухслойной ферромагнитной пленке// ЖТФ. –2008. –Т.78. –В.5. –С.51-54
66. Рандошкин В.В., Ксенофонов Д.М., Мастин А.А., Рандошкин И.В., Сажин И.А., Сысоев Н.Н., Титов И.С., Труханов П.С. Приведенный параметр затухания Ландау-Лифшица в монокристаллических пленках феррит-

гранатов вблизи точки компенсации момента импульса// Вестник МГУ. Сер.3. Физ., астроном. –2006. –№ 6. С.46-49.

67. Антонов Л.И., Жукарев А.С., Поляков П.А., Скачков Д.Г. Поле вектора намагниченности одноосной ферромагнитной пленки// ЖТФ. –2004. –Т.74. –В.3. –С.83-84.

68. Рандошкин В.В., Мاستин А.А., Сысоев Н.Н., Скачков Д.Г. Влияние планарного магнитного поля на скорость доменной стенки в двухслойной пленке с различной намагниченностью насыщения // ФММ. –2008. –Т.106. –В.6. –С.573-576.

69. Рандошкин В.В., Сысоев Н.Н., Мастин А.А. Микроволновое возбуждение доменной стенки в двухслойной магнитной пленке с большой константой анизотропии// ФММ. –2008. –Т.107. –В.3, –С.1-6.

70. Рандошкин В.В., Мастин А.А., Сысоев Н.Н., Галкин А.М. Динамика доменной стенки в двухслойной одноосной магнитной пленке с разной намагниченностью насыщения в слоях // Известия высших учебных заведений. Физика. –2007. –Т.50. –№7. –С.37-42.

71. Рандошкин В.В., Мастин А.А., Сысоев Н.Н., Галкин А.М. Динамика доменной стенки в двухслойной одноосной магнитной пленке с разной магнитной анизотропией в слоях // Известия высших учебных заведений. Физика. –2007. –Т.50, –№8. –С.3-7.

72. Randoshkin V.V., Sysoev N.N., Mastin A.A. Domain wall dynamics in double-layer magnetic film with different uniaxial anisotropy the layers // Solid State Phenomena. – 2009. V.152 – 153, –P. 365–368.

73. Zebrowski J., Sukiennicki A. Dynamic Bloch – line stacking – A new domain wall structure at high drives // J. Appl. Phys. –1981. –V.52. –P. 4176-4178.

74. Speidel S., Yamakawa H., Iwata S., Uchiyama S. Simulation of Bloch wall motion in bubble films // IEEE Trans.Magn. –1984. –V.MAG–20, –№5, –P. 1147–1149.

-
75. Vella–Coleiro G.P. Velocity dependence of magnetic wall damping // IEEE Trans.Magn. –1977. –V.MAG–13, –№5, –P. 1163–1165.
76. Рандошкин В.В., Мاستин А.А., Сысоев Н.Н. Динамика доменной стенки в двухслойной магнитоодноосной пленке // Вестник МГУ. Сер.3. Физ. астрон., –2007. –№ 1. –С.3-7.
77. Рандошкин В.В., Мастин А.А., Сысоев Н.Н., Галкин А.М. Динамика доменной стенки в двухслойной одноосной магнитной пленке с разным знаком гиромагнитного отношения в слоях // Известия высших учебных заведений. Физика. –2007. –Т.50. –№5. –С.50-54.
78. Рандошкин В.В., Мастин А.А., Сысоев Н.Н., Галкин А.М. Динамика доменной стенки в двухслойной одноосной магнитной пленке с одинаковым знаком гиромагнитного отношения в слоях // Известия высших учебных заведений. Физика. –2007. –Т.50. –№4. С.76-83.