

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра магнетизма

Дипломная работа

**ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ
ДИНАМИКИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА
В ПРИБЛИЖЕНИИ ЖАНГА И ЛИ**

Выполнил —
студент 6-го курса, 619 группы
Лобачёв Андрей Викторович

Научный руководитель —
старший научный сотрудник, к. ф.-м. н.
Стрелков Никита Викторович

ДОПУЩЕН К ЗАЩИТЕ

Зав. каф. магнетизма
д. ф.-м. н., профессор Перов Н.С.

Москва – 2014

Содержание

Введение	3
1 Литературный обзор	5
1.1 Принцип действия ячейки памяти MRAM	5
1.2 Механизмы записи ячейки MRAM	5
1.3 Влияние спин-поляризованного тока	6
1.4 Развитие спинтроники	6
1.5 Модель Слончевского	7
1.6 Основное уравнение микромагнетизма	8
2 Модель	10
2.1 Уравнение Ландау-Лифшица	10
2.2 Учет спин-поляризованного тока	10
2.3 Модель Жанга и Ли	11
2.4 Постановка задачи	13
3 Результаты	14
3.1 Релаксация системы в равновесное состояние	14
3.2 Влияние спин-поляризованного тока	15
3.3 Ток и поле анизотропии перпендикулярны плоскости	17
3.4 Выводы	18
3.5 Дальнейшие перспективы	19
Приложения	20
Список литературы	24

Введение

Задачи микромагнитного моделирования требуют много вычислительных ресурсов, но их необходимость часто возникает в настоящее время, особенно для расчётов транспортных свойств элементов спинтроники. Одним из таких элементов является магниторезистивная оперативная память (Magnetic Random Access Memory – MRAM), которая привлекает в последнее время большое внимание исследователей. В её основе лежит принцип хранения информации в виде намагниченных определённым образом элементов – магнитных ячеек памяти. Магниторезистивная память имеет быстродействие, сравнимое с памятью типа SRAM, такую же плотность ячеек, но меньшее энергопотребление, чем у памяти типа DRAM, она более быстрая и не страдает деградацией по прошествии времени по сравнению с флэш-памятью. Стоит добавить, что память типа MRAM энергонезависима и устойчива к воздействию рентгеновского излучения. Это та комбинация свойств, которая может сделать её “универсальной памятью”, способной заменить SRAM, DRAM и EEPROM и Flash. Этим объясняется большое количество направленных на её разработку исследований.

Наиболее высока потребность в памяти MRAM в промышленных и коммерческих системах, где требуется сохранение данных при различных нештатных ситуациях, таких как аварийное отключение питающего напряжения. Память типа MRAM является также идеальным решением для различных регистраторов и устройств типа “черного ящика”. Рынок устройств автомобильной электроники, скорее всего, будет в числе первых и основных потребителей магниторезистивной памяти. К другим областям применения MRAM можно отнести персональные компьютеры, мобильные устройства, медицинское оборудование, авиационная и военная техника. К настоящему времени проведено большое количество как теоретических,

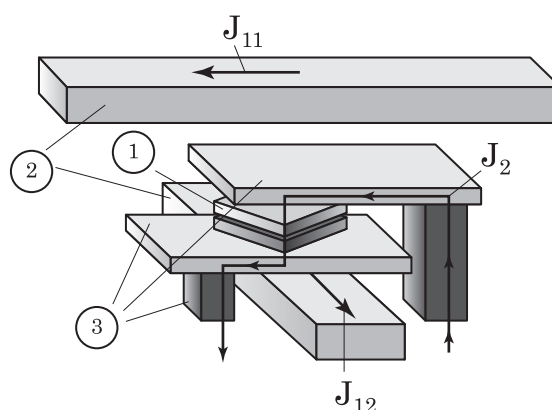


Рис. 1: Строение битовой ячейки MRAM: J_{11} , J_{12} - токи записи (перемагничивания), J_2 - ток чтения. 1 – магнитная многослойная ГМС или ТМС структура. 2 – линии записи (перемагничивания). 3 – линия чтения.

так и экспериментальных исследований, а так же предложены различные варианты конструкций для ячеек памяти MRAM. В принципе работы могут лежать эффекты как туннельного

(ТМС) [1] так и гигантского магнитосопротивления (ГМС) [2, 3]. Общий вид ячейки памяти MRAM представлен на Рис. 1.

Структура ячейки как правило состоит из двух магнитных слоев, один из которых не меняет направление намагниченности и называется опорным, а другой, который может изменять направление намагниченности – свободным. Сопротивление такой ячейки будет зависеть от взаимной ориентации двух магнитных слоёв, разделённых или немагнитным проводником (ГМС) или слоем изолятора (ТМС). Разница сопротивлений может достигать 60% при использовании ТМС структуры с изолятором, изготовленным из MgO [4]. Эта разница определяет логическое состояние ячейки как “0” или “1”.

При практическом использовании MRAM необходимо обеспечить как низкое энергопотребление, так и высокую скорость работы. Использование ТМС структур позволяет решить первую проблему, так как их сопротивление велико, и ток, протекающий через такие структуры мал, что позволяет уменьшить и выделение джоулева тепла. Скорость работы может обеспечиваться быстрым механизмом перемагничивания. На сегодняшний день предлагается несколько способов перемагничивания:

1. Внешним полем. Две линии записи создают на пересечении магнитное поле, достаточное для перемагничивания. Этот способ обладает рядом недостатков – это высокое энергопотребление и низкая отказоустойчивость, так как есть возможность случайного перемагничивания соседних ячеек
2. Термическое переключение. В момент записи ячейка нагревается, и перемагничивание может происходить при меньших полях. Этот способ решает проблему со случайным перемагничиванием соседних ячеек, но не решает проблему энергопотребления. Более того, увеличивается время записи, так как к нему добавляется время нагрева ячейки
3. Переключение спин-поляризованным током. Этот способ основан на механизме переноса спинового момента (STT – Spin Transfer Torque) от одного магнитного слоя к другому, предсказанным ещё в 1996 году [5, 6]. Этот способ позволяет решить и проблему энергопотребления, и случайного перемагничивания, и скорости записи

Результат данной работы относится к третьему типу и позволяет достаточно точно моделировать процессы, происходящие в свободном слое. Несмотря на то, что уже существуют готовые образцы памяти STT-MRAM, исследования в этой области не прекращаются. Существуют модели, описывающие процесс перемагничивания спин-поляризованным током, использующие “макроспин” приближение [7], когда магнитный слой считается однородно намагниченным. Такие модели позволяют довольно точно оценить время перемагничивания, однако не учитывают возникающие неоднородности намагниченности – образование доменов, движение доменных стенок и т.д. Эти процессы могут привести к увеличению времени перемагничивания и сказаться на результирующей намагниченности магнитного слоя. Стоит также обратить внимание на то, что свободный слой под действием спин-поляризованного тока может являться генератором высокочастотных электромагнитных колебаний.

Так же, важен правильный учёт влияния спин-поляризованного тока на намагниченность материала. Большинство моделей использует феноменологический подход с использованием констант, зависящих от силы и направления тока [8]. Так же, для ТМС структур используют результат работы Слончевского [9]. Наиболее точный расчет в ГМС структурах даёт модель Питера Леви и Альберта Ферта [10], а так же появившаяся недавно модель Вэнталя [11].

В настоящей работе используется микромагнитный подход к решению проблемы перемагничивания. Для подобного рода расчетов существуют различные свободные программные пакеты. Из них наиболее известные: Magpar [12] и OOMMF [13]. В настоящей работе используется приближение Жанга и Ли [14]. Для расчёта, с учётом этого приближения использовалась программная библиотека Nmag [15]

Глава 1

Литературный обзор

1.1 Принцип действия ячейки памяти MRAM

MRAM в переводе на русский язык означает магниторезистивная память с произвольным доступом. Элементом такого вида памяти является ячейка, состоящая из двух магнитных слоёв – свободного и опорного, разделённых слоем немагнитного проводника или изолятора. Такая память обладает целым рядом достоинств, из которых наиболее очевидное – энергонезависимость. Для сравнения, Flash-память тоже является энергонезависимой, но обладает рядом недостатков, таких как утечка заряда, ограниченное количество циклов записи в следствии износа затвора и др.

Хранение информации в ячейке MRAM основывается на эффектах гигантского и туннельного магнитосопротивления. Эффект ГМС, в свою очередь, возникает из-за спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на магнитной решётке. Следствием этого рассеяния является значительное изменение сопротивления ячейки MRAM при изменении взаимной ориентации намагниченности двух магнитных слоёв от параллельной к антипараллельной. Эффект ТМС, так же, приводит к изменению сопротивления ячейки, но за счёт разной вероятности туннелирования электронов с разным направлением спина через слой диэлектрика. Сопротивление, в свою очередь, определяет логическое состояние ячейки, которое соответствует логическим “0” или “1”. Для того, чтобы опорный слой не изменял направление намагниченности, его изготавливают из магнитотвёрдого материала и размещают на антиферромагнитной подложке для увеличения обменного взаимодействия.

Эффект ТМС был впервые обнаружен в 1975 году Мишелем Жульером [1], однако для образцов, с которыми он работал, была необходима температура жидкого гелия, что было трудно осуществимо и невыгодно с точки зрения экономических затрат. Поэтому в ячейках памяти MRAM долгое время использовался эффект ГМС. Но в 1995 году ученым [16, 17] удалось обнаружить эффект ТМС при комнатных температурах. А уже в 2004 году научным группам Перкина и Юаса [18, 19] удалось создать образец со структурой Fe/MnO/Fe, где была достигнута величина эффекта ТМС, равная 200% при комнатной температуре. В результате совершенных открытий ячейки MRAM, работающие на основе ТМС, к 2007 году полностью вытеснили ячейки памяти MRAM, работающие на основе ГМС.

1.2 Механизмы записи ячейки MRAM

Процесс записи ячейки MRAM – это изменение взаимной ориентации магнитных слоёв. Существует ряд требований для компьютерной памяти, среди которых можно выделить высокую скорость записи информации, низкое энергопотребление и отказоустойчивость.

На сегодняшний день предлагается несколько способов перемагничивания ячейки MRAM. Первый из них – это перемагничивание внешним полем. В этом случае, по линиям записи, расположенным под прямым углом друг к другу, пропускаются токи. Они создают в месте локализации ячейки магнитное поле, которое перемагничивает свободный слой в нужном направлении. Однако для такого типа изменения конфигурации магнитных слоев требуется ток достаточно большой величины, причем для портативных устройств требуется низкое потребление энергии. Более того, при увеличении плотности размещения ячеек может произойти случайное перемагничивание магнитных слоёв, относящихся к соседним ячейкам и, как следствие, возможны ошибки в записи информации.

Второй способ – это перемагничивание при нагревании (TAS – Thermal Assistant) [20]. В этом случае, происходит быстрый нагрев ячейки памяти и перемагничивание как и в первом случае, но в магнитном поле гораздо меньшей напряжённости.

Наконец, есть ещё один способ – перемагничивание спин-поляризованным током (STT). Однако этот способ достаточно сложен для описания. Данная дипломная работа посвящена исследованию влияния спин-поляризованного тока на свободный слой ячейки MRAM. Стоит отметить, что этот метод не только решает проблемы энергопотребления и отказоустойчивости, но и позволяет существенно упростить конструкцию ячейки MRAM: две линии записи в данном случае оказываются не нужны.

1.3 Влияние спин-поляризованного тока

В основе данного процесса лежит взаимодействие спинов электронов тока с магнитной решёткой. Действие спин-поляризованного тока можно разложить на две составляющие, одна из которых создает прецессию магнитного момента электрона вокруг направления поляризации тока, а вторая – изменяет угол между векторами поляризации тока и магнитного момента электрона.

Спин-поляризованный ток можно создать с помощью пропускания обычного тока через намагниченный образец. До пропускания тока через опорный слой в токе находится приблизительно равное количество электронов с направлениями спина “вверх” и “вниз”. При прохождении же через опорный слой спины электронов тока взаимодействуют с магнитной решёткой опорного слоя, в результате чего возрастает концентрация электронов со спином, направленным вдоль намагниченности и ток поляризуется. Затем его электроны туннелируют через промежуточный диэлектрический слой. При прохождении такого тока через свободный слой, спины электронов взаимодействуют с его магнитной решёткой, в результате чего свободный слой намагничивается по направлению поляризации протекающего тока. Для изменения направления поляризации следует изменить направление тока, и тогда свободный слой перемагничивается в направлении, противоположном намагниченности опорного слоя.

1.4 Развитие спинтроники

Электрон обладает зарядом и спином. До открытия эффекта ГМС [3] эти свойства электрона рассматривались независимо друг от друга. В классической электродинамике считалось, что для изучения взаимодействия электрона с другими объектами можно использовать заряд и не учитывать наличие спина. Ситуация сильно изменилась после открытия эффекта ГМС, когда возник такой раздел квантовой электроники, как спинтроника, потребовавшая изучения явлений, выходящих за рамки классической физики.

Открытие и дальнейшее изучение эффекта туннельного магнитосопротивления стало очень важным этапом в развитии спинтроники. Эффект ТМС лежит в основе функционирования современных ячеек MRAM. Также оказалось важным изучение влияния процессов

переноса спина на магнитное переключение. Более того, изменением величины и направления спин-поляризованного тока можно управлять состоянием ферромагнитного слоя даже при отсутствии внешнего магнитного поля. Этот принцип был впервые предложен Джоном Слончевским.

Но спинтроника, кроме магнитной памяти, изучает устройства ещё одного типа – генераторы электромагнитных колебаний, вызванных спин-поляризованным током. При этом, можно создать колебания приблизительно микроволнового диапазона частот. Хотя мощность отдельного генератора очень мала, их изучение имеет смысл из-за ряда их достоинств. Прежде всего, это возможность быстро изменить частоту колебаний при изменении напряжения и получить высокую добротность.

В спинтронике, в дополнение к указанным задачам, можно встретить очень много других задач. Прежде всего, это нахождение электропроводности тонкой пленки, проводимости пространственно-неоднородной структуры, ГМС в гетероструктуре ферромагнетик/сверхпроводник, движение доменных стенок под действием спин-поляризованного тока, квазидвумерный аномальный эффект Холла [21].

1.5 Модель Слончевского

В работе Слончевского [5] рассматривается система из пяти чередующихся слоев, два из которых – ферромагнитные, а три – парамагнитные (Рис. 1.1). Вдоль этой системы, перпендикулярно плоскости слоёв протекает электрический ток. Для такой системы решается двухкомпонентное уравнение Шредингера. При этом условия задачи считаются баллистическими ($l_e \gg L$), где l_e – длина свободного пробега электронов, L – характерная толщина слоёв. Волновые функции записываются в ВКБ приближении.

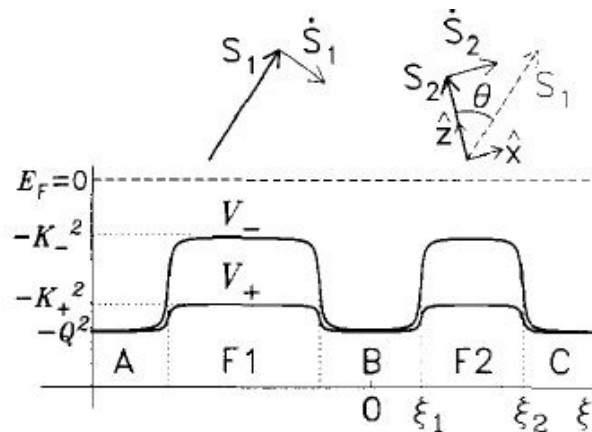


Рис. 1.1: Потенциал рассматриваемой системы в зависимости от координаты ξ . А, В, С – парамагнитные слои, F1, F2 – ферромагнитные слои. Сверху обозначена векторная диаграмма спиновых моментов и их скоростей, вызываемых влиянием тока.

Рассмотрение полного электронного потока в пятислойной структуре дает полезные макроскопические выражения для передачи спинового момента, вызываемого током, включая динамические реакции в слоях F1, F2. Парамагнетики А и С считаются полубесконечными. Внутренние части парамагнетиков А, В и С имеют квадратичный закон дисперсии $E = k_{\pm}^2 + k_p^2 - Q^2$, где Q – вектор Ферми. На уровне Ферми выбирается $E = 0$. В этой модели V_{\pm} заметно меняется с изменением ξ только на поверхностях. Предполагается, что два ферромагнитных слоя имеют одинаковую структуру, но разную толщину. В результате

вычислений для пятислойной системы было получено соотношение:

$$\frac{\partial \vec{S}_{1,2}}{\partial t} = \frac{I_e g}{e} [\vec{s}_{1,2} [\vec{s}_1, \vec{s}_2]], \quad (1.1)$$

где $\vec{s}_{1,2}$ – единичные векторы $\vec{s}_i = \vec{S}_i/S_i$. Скалярная функция $g(> 0)$ задается формулой:

$$g = \left[-4 + (1 + P)^3 \frac{(3 + \vec{s}_1 \vec{s}_2)}{4} P^{3/2} \right]^{-1}. \quad (1.2)$$

Отсутствие толщины пленки в последних двух выражениях следует из усреднения токов по фазе из экспоненты e^{ikw} , включая разность фаз вдоль толщины w парамагнитного разделителя В. На графике (Рис. 1.2) представлена зависимость скорости передачи векторов спиновых магнитных моментов от угла θ .

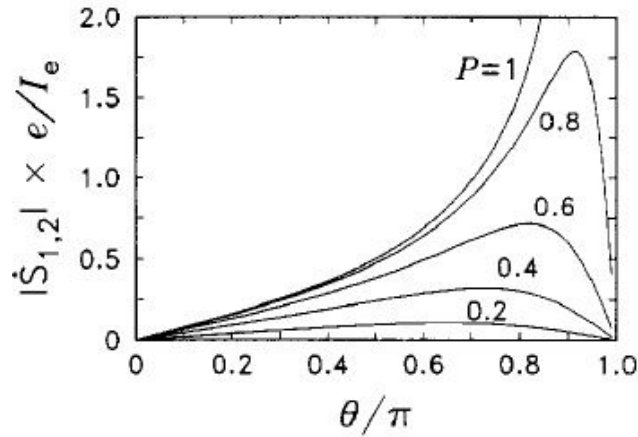


Рис. 1.2: Скорость передачи спиновых векторов в ферромагнитных слоях в зависимости от угла θ в предположении, что коэффициенты поляризации P одинаковые.

Таким образом, в данной работе предсказывается, что передачу вектора спина вызывает электрический ток, текущий перпендикулярно двум параллельным магнитным пленкам, связанным парамагнитным металлическим разделителем. Эта передача спина создает движение двух векторов намагниченности в пределах мгновенной общей плоскости. Таким образом, в работе была предсказана возможность переключения ГМС структуры из одного состояния в другое за счёт эффекта переноса спина.

1.6 Основное уравнение микромагнетизма

Предметом изучения микромагнетизма являются все процессы, связанные с доменной структурой ферромагнетиков, в том числе эволюция доменов и движение доменных стенок. Развитие микромагнитной теории началось с работ Е. И. Кондорского, связанных с исследованием однодоменных структур, выполненных в 1950-58 гг., работ Л. Ландау и Е. Лифшица по одномерной модели доменной границы, а также работы В. Брауна “Микромагнетики” [22]. Основное приближение теории микромагнетизма состоит в том, что намагниченность является непрерывной величиной (в пространстве и во времени), в каждой точке одинакова по модулю и равна намагниченности насыщения.

Рассмотрим вначале механистическую модель поведения магнитного момента в магнитном поле. Уравнение динамики такого момента будет иметь вид:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = [\vec{\mu}, \vec{H}] \quad (1.3)$$

Здесь \vec{J} - момент импульса атома, а векторное произведение, стоящее справа - механический момент, который действует на атом со стороны магнитного поля. Также известно, что механический и магнитный моменты связаны соотношением:

$$\vec{\mu} = -\gamma\vec{J} \quad (1.4)$$

поэтому первое уравнение можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma [\vec{\mu}, \vec{H}] \quad (1.5)$$

Теперь умножим обе части уравнения на количество атомов в единице объема и получим уравнение для намагниченности:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}] \quad (1.6)$$

В таком случае получается, что конец вектора магнитного момента должен описывать окружность, или, что то же самое, магнитный момент должен двигаться по конусу. Однако из эксперимента известно, что это не так. Опыт показывает, что затухание тоже имеет место, и образец намагничивается при внесении его в магнитное поле. Поэтому нужно ввести в данное уравнение диссипативный член, что в 1935 году впервые сделали Ландау и Лифшиц. Однако в настоящее время наиболее используемой формой диссипативного члена является выражение в форме Гильберта. В этом случае уравнение Ландау-Лифшица можно записать так:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}, \frac{d\vec{M}}{dt} \right] \quad (1.7)$$

Глава 2

Модель

2.1 Уравнение Ландау-Лифшица

Чтобы смоделировать поведение свободного слоя магнитной ячейки памяти MRAM под действием спин-поляризованного тока, необходимо решить уравнение Ландау-Лифшица [23] и учесть влияние всех полей, действующих в каждой точке магнитного слоя. Уравнение Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right], \quad (2.1)$$

где γ – гиромагнитное отношение для электрона, α – коэффициент затухания, M_s – намагниченность насыщения выбранного материала, \vec{H}_{eff} – эффективное поле, действующее на момент \vec{M} равное вариации свободной энергии:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}} \quad (2.2)$$

Свободная энергия системы складывается из суммы следующих слагаемых:

$$F = E_{anis} + E_{ex} + E_{dem} + E_{zeem}, \quad (2.3)$$

где E_{anis} – энергия кристаллографической анизотропии, E_{ex} – энергия обменного взаимодействия, E_{dem} – энергия размагничивающего поля, которая является следствием магнитного диполь-дипольного взаимодействия и E_{zeem} – зеемановская энергия, то есть энергия магнитного момента во внешнем поле. Вначале в нашей модели влияние внешних полей не учитывается, и значение этого слагаемого считается равным нулю. Продифференцируем выражение для свободной энергии и получим следующее выражение для эффективного магнитного поля [24]:

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2A}{M_s^2} \Delta \vec{M} + \frac{2K_{ij}}{M_s^2} (\vec{M}, \vec{n}_i) \vec{n}_j + \vec{H}_d \quad (2.4)$$

Здесь A – константа ферромагнитного обмена, K_{ij} – тензор магнитной кристаллической анизотропии, $\vec{n}_{i,j}$ – направления кристаллографических осей и \vec{H}_d – размагничивающее поле.

2.2 Учет спин-поляризованного тока

Для среды, через которую протекает спин-поляризованный ток, необходимо ввести единичный вектор поляризации тока \vec{m}_p и уравнение Ландау-Лифшица примет следующий вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] + \gamma \vec{T} \quad (2.5)$$

Спин-поляризованный ток описывается последним слагаемым, являющимся, в свою очередь, суммой двух составляющих:

$$\vec{T} = \vec{T}_\perp + \vec{T}_\parallel = b \left[\vec{M}, \vec{m}_p \right] + \frac{a}{M_s} \left[\vec{M}, \left[\vec{M}, \vec{m}_p \right] \right] \quad (2.6)$$

Одно из этих слагаемых перпендикулярно плоскости \vec{M} и \vec{m}_p , а другое-параллельно. Здесь a и b – величины, вообще говоря, неоднородные и зависящие от времени. Они определяют величину и направление тока в точке, где расположен магнитный момент \vec{M} .

2.3 Модель Жанга и Ли

Для учета влияния спин-поляризованного тока воспользуемся приближением Жанга и Ли. Вначале получим выражение для торка [14]. Для этого запишем гамильтониан обменного взаимодействия между подвижными и локализованными электронами:

$$H_{sd} = -J_{ex} \vec{s} \vec{S} \quad (2.7)$$

Здесь \vec{s} и \vec{S} -безразмерные спины подвижных и локализованных электронов, а J_{ex} - энергия обменного взаимодействия между ними. Также справедливо соотношение:

$$\frac{\vec{S}}{S} = -\frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \quad (2.8)$$

Подставив второе выражение в первое, получаем:

$$H_{sd} = \frac{S J_{ex}}{M_s} \vec{s} \vec{M}(\vec{r}, t) \quad (2.9)$$

Оператор спина электрона проводимости удовлетворяет обобщенному уравнению непрерывности спина:

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} + \vec{\nabla} \hat{J} = \frac{1}{i\hbar} [\vec{s}, H_{sd}] - \Gamma_{re}(\vec{s}) \quad (2.10)$$

Здесь \hat{J} - оператор спинового тока и $\Gamma_{re}(\vec{s})$ - спиновая релаксация как результат рассеяния на примесях, электронах и т. д. Определим плотность спина электрона как $\vec{m}(\vec{r}, t) = \langle \vec{s} \rangle$ и плотность спинового тока $\vec{J}(\vec{r}, t) = \langle \hat{J} \rangle$, получаем квазиклассическое уравнение Блоха для спиновой плотности электронов проводимости \vec{m} ,

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \vec{\nabla} J = -\frac{1}{\tau_{ex} M_s} \left[\vec{m}, \vec{M}(\vec{r}, t) \right] - \langle \Gamma(\vec{s}) \rangle \quad (2.11)$$

Здесь был введен параметр $\tau_{ex} = \frac{\hbar}{S J_{ex}}$.

Теперь плотность индуцированного спина разделим на два слагаемых:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{m}_0(\vec{r}, t) + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) = n_0 \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} + \delta \vec{m}(\vec{r}, t) \quad (2.12)$$

Здесь первый член описывает адиабатическую спиновую плотность когда спин электрона проводимости релаксирует к своему равновесному состоянию в мгновенное время t , а второй - отклонение от адиабатического процесса. Аналогично запишем спиновую плотность как:

$$J(\vec{r}, t) = J_0(\vec{r}, t) + \delta J(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_B P}{e} \left[\vec{j}_e, \frac{\vec{M}(\vec{r}, t)}{M_s} \right] + \delta J(\vec{r}, t) \quad (2.13)$$

Здесь e – заряд электрона, j_e – плотность тока, μ_B – магнетон Бора и P – поляризация спинового тока в ферромагнетике. Заметим, что спиновый ток – это тензор, состоящий из двух векторов: зарядовый ток и спиновая поляризация тока. Первый член в последнем уравнении – это спиновый ток, чья спиновая поляризация параллельна локальной намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$. Сделаем следующие упрощения. Во-первых, запишем $\langle \Gamma(\vec{s}) \rangle = \frac{\delta \vec{m}(\vec{r}, t)}{\tau_{sf}}$. Здесь τ_{sf} – время спин-флип релаксации. Эта аппроксимация необходима, чтобы получить простое аналитическое выражение. Во-вторых, мы учитываем только линейный отклик $\delta \vec{m}$ на электрический ток j_e и на производную намагниченности по времени $\frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$. Поскольку величина $\delta \vec{m}$ уже первого порядка, $\frac{\partial \delta \vec{m}}{\partial t}$ будет порядка $j_e \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ или $\frac{\partial^2 \vec{M}}{\partial t^2}$, и таким образом этой величиной можно пренебречь. В пределах полуклассической картины транспорта, плотность неадиабатического тока δJ относится к неравновесной спиновой плотности $\delta \vec{m}$ через $\delta J = -D_0 \nabla \delta \vec{m}$, где D_0 – константа диффузии. В результате таких упрощений, из последних трех уравнений получаем:

$$D_0 \nabla^2 \delta \vec{m} - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} [\delta \vec{m}, \vec{M}] - \frac{\delta \vec{m}}{\tau_{sf}} = \frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{\mu_B P}{e M_s} (\vec{j}_e, \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (2.14)$$

Теперь сделаем предположение, что намагниченность слабо меняется в пространстве и решим это уравнение относительно $\delta \vec{m}$:

$$\delta \vec{m} = \frac{\tau_{ex}}{1 + \xi^2} \left[-\frac{\xi n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - \frac{n_0}{M_s^2} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] + \frac{\mu_B P \xi}{e M_s} (\vec{j}_e, \vec{\nabla}) \vec{M} + \frac{\mu_B P}{e M_s^2} \left[\vec{M}, (\vec{j}_e, \vec{\nabla}) \vec{M} \right] \right] \quad (2.15)$$

В результате выражение для торка имеет вид:

$$\vec{T} = \frac{1}{1 + \xi^2} \left[-\frac{n_0}{M_s} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \frac{\xi n_0}{M_s^2} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] - \frac{\mu_B P}{e M_s^3} \left[\vec{M}, \left[\vec{M}, (\vec{j}_e, \vec{\nabla}) \vec{M} \right] \right] - \frac{\mu_B P \xi}{e M_s^2} \left[\vec{M}, (\vec{j}_e, \vec{\nabla}) \vec{M} \right] \right] \quad (2.16)$$

где $\xi = \frac{\tau_{ex}}{\tau_{sf}} (\sim 10^{-2})$, $\tau_{ex} = \frac{\hbar}{S J_{ex}}$ ($\sim 10^{-14}$ сек.), S – безразмерный спин локализованного электрона, J_{ex} – обменный интеграл, τ_{sf} – характерное для данного материала время спин-флипа (среднее время, за которое спин свободного электрона перевернется $\sim 10^{-12}$ сек.), n_0 – локальная равновесная спиновая плотность (плотность спинов, направление которых параллельно намагниченности), μ_B – магнетон Бора, P – поляризация спинового тока, j_e – плотность тока, e – заряд электрона, $(\vec{j}_e, \vec{\nabla})$ – означает производную вдоль направления тока.

Как легко видеть, выражение для указанного приближения состоит из четырех слагаемых, причем первые два из них описывают зависимость намагниченности от времени, а следующие два – от координат. Также стоит отметить, что первые два слагаемых не зависят от тока, а вторые два – пропорциональны плотности тока, поэтому можно сказать, что они описывают его влияние.

Однако, это приближение справедливо при условии, что намагниченность материала слабо зависит от координаты, по сравнению с характерной длиной спинового транспорта $\lambda = \sqrt{D_0 \left(\frac{1}{\tau_{sf}} + \frac{i}{\tau_{ex}} \right)^{-1}}$, где D_0 – константа диффузии для данного материала ($\frac{M^2}{\text{сек}}$). Это значит, что эффективная ширина доменной границы в материале должна быть много больше 7 нм.

Отметим еще одну интересную деталь, связанную с приближением Жанга и Ли. Авторы статьи [14] пришли к выводу, что временной спиновый торк, вызываемый обменным взаимодействием, лишь слегка изменяет параметр затухания, и не может быть идентифицирован как ведущий механизм в затухании.

Сопоставим этот вывод с другими теориями спинового торка. Авторы статей [25,26] предлагают механизм адиабатической спиновой накачки для объяснения усиления параметров затухания Гильберта. В статье [27] предлагается идея радиационного поля, вызываемого прецессионным движением магнитных моментов. В статье [28], более близкой к нашему времени, обсуждается простая s-d модель в присутствии зависимости намагниченности от времени.

2.4 Постановка задачи

Для моделирования свободного слоя выберем плоскую пластинку 100×100 нм с высотой 10 нм и зададим начальное распределение магнитных моментов, например, вдоль оси Oy . Выберем анизотропию типа “лёгкая ось” и направим её вдоль оси Ox . Затем будем решать

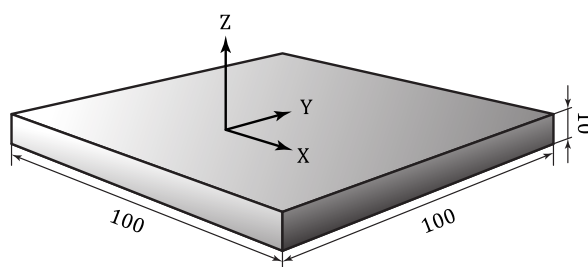


Рис. 2.1: Размеры свободного слоя (в нанометрах), используемого при моделировании, и направления осей координат.

уравнение (2.1) для каждого момента, пока система не достигнет равновесного состояния. После этого, в качестве начальных условий выберем полученное состояние, «включим» ток и будем решать уравнение (2.5) с учетом влияния спин-поляризованного тока в модели Жанга и Ли (2.16), наблюдая эволюцию системы и процесс перемагничивания.

На втором этапе в свободном слое были сделаны вырезы, как показано на Рис. 2.2.

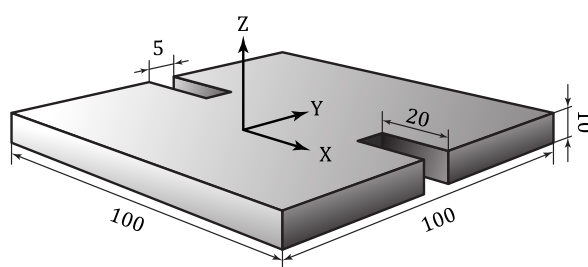


Рис. 2.2: Размеры свободного слоя, используемого при исследовании колебаний доменной границы

При этом действия над образцом совпадали с предыдущими за исключением того факта, что изменялись величина тока, параметр затухания и угол к оси Ox , под которым течет ток, при этом интерес представляет полученная динамика доменной границы. Предполагается, что она может закрепиться между двумя вырезами и будет находиться в состоянии устойчивого равновесия до того момента, пока энергия тока не превысит энергию выхода. Идея численного моделирования на данном этапе состоит в том, что при определенных параметрах доменная граница будет колебаться под действием спин-поляризованного тока.

Глава 3

Результаты

3.1 Релаксация системы в равновесное состояние

Визуализация создавалась программой ParaView [29].

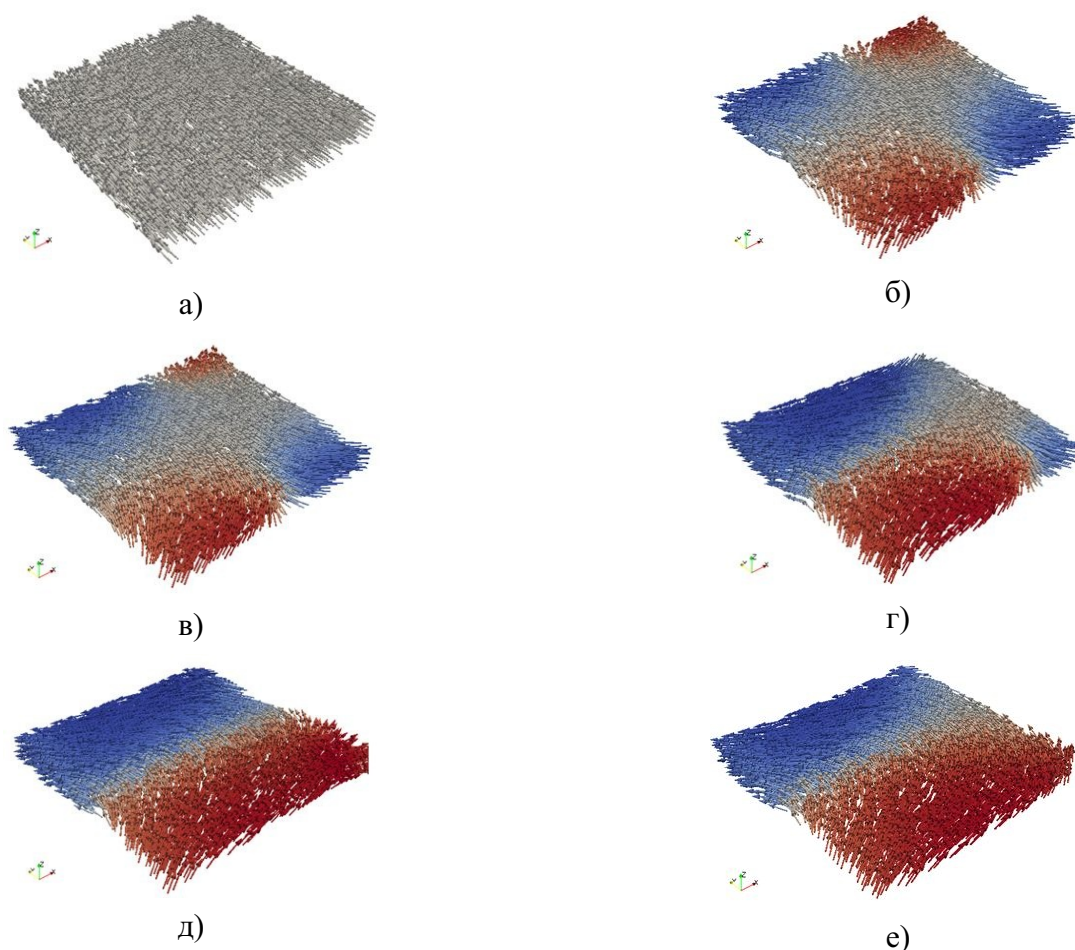


Рис. 3.1: Релаксация системы магнитных моментов во времени. Цветом обозначена проекция вектора \vec{M} на ось OX от -1 (синий) до 1 (красный). Время релаксации до основного состояния $t_r=1$ нс.

На Рис. 3.1 представлен результат моделирования эволюции системы магнитных моментов свободного слоя до основного состояния. Равновесное состояние устанавливается за время $t_r = 1$ нс, образуя доменную границу неелевского типа в плоскости свободного слоя. Параметры системы приведены в Табл. 3.1.

Таблица 3.1: Параметры системы магнитных моментов в свободном слое

Параметр	Обозначение	Значение	Единицы
Константа одноосной анизотропии	K_1	4.3×10^4	Дж/м ³
Константа ферромагнитного обмена	A	1.3×10^{-11}	Дж/м
Параметр затухания	α	0.1	-
Гиромагнитное отношение	γ	0.2211×10^6	м/(А*сек)
Намагниченность насыщения	M_s	0.8×10^6	А/м

Эффективная ширина получившейся доменной границы может быть определена из графика на Рис. 3.2.

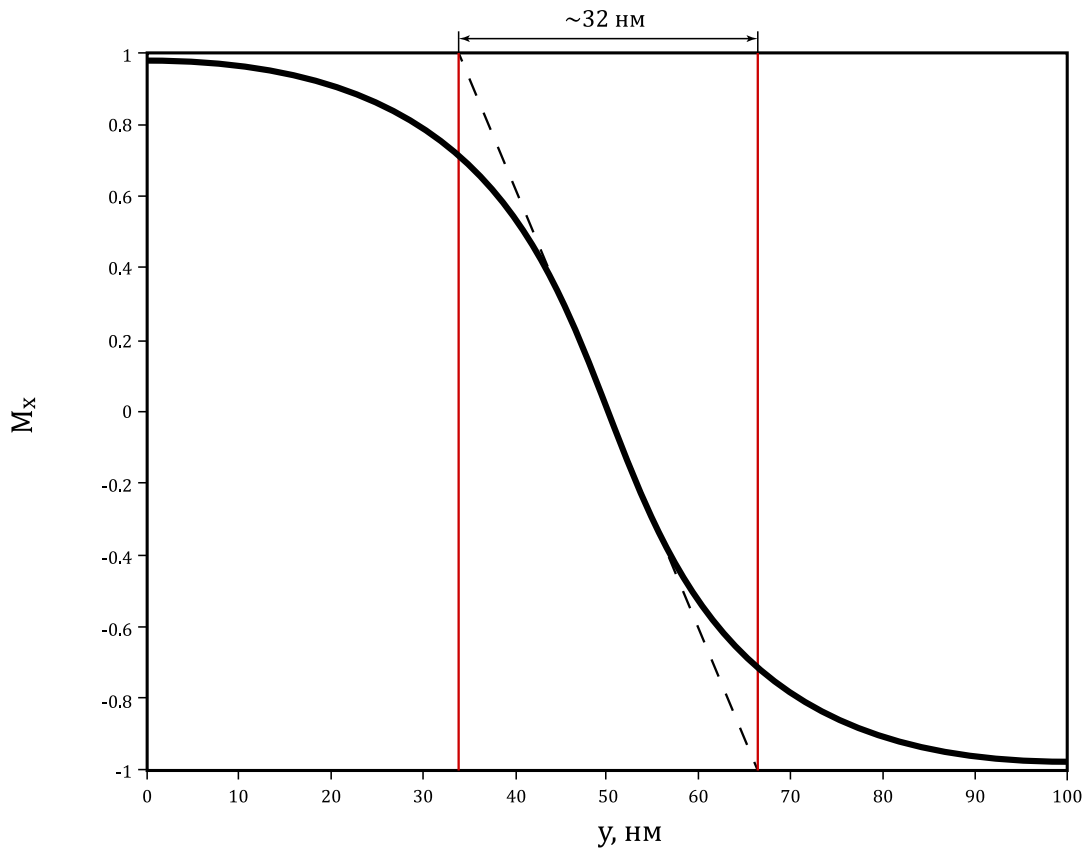


Рис. 3.2: Зависимость проекции вектора намагниченности на ось OX вдоль линии, параллельной оси OY, проведенной через точки (50; 0; 5) и (50; 100; 5). Расчётная эффективная ширина доменной границы приблизительно составляет 32 нм.

Получившаяся ширина доменной границы вполне удовлетворяет критерию применимости приближения Жанга и Ли, поэтому можно перейти к “включению” спин-поляризованного тока.

3.2 Влияние спин-поляризованного тока

Параметры для модели Жанга и Ли приведены в Табл. 3.2.

Таблица 3.2: Параметры спин-поляризованного тока в свободном слое

Параметр	Обозначение	Значение	Единицы
Плотность тока (вдоль оси OX)	J_e	5×10^8	A/cm ²
Отношение τ_{ex}/τ_{sf}	ξ	0.05	-
Поляризация тока	P	1	-

На Рис. 3.3 показан результат моделирования эволюции системы магнитных моментов свободного слоя под действием спин-поляризованного слоя. Намагничивание происходит за 1.25 нс. Такой короткий интервал времени получается из-за высокой плотности тока.

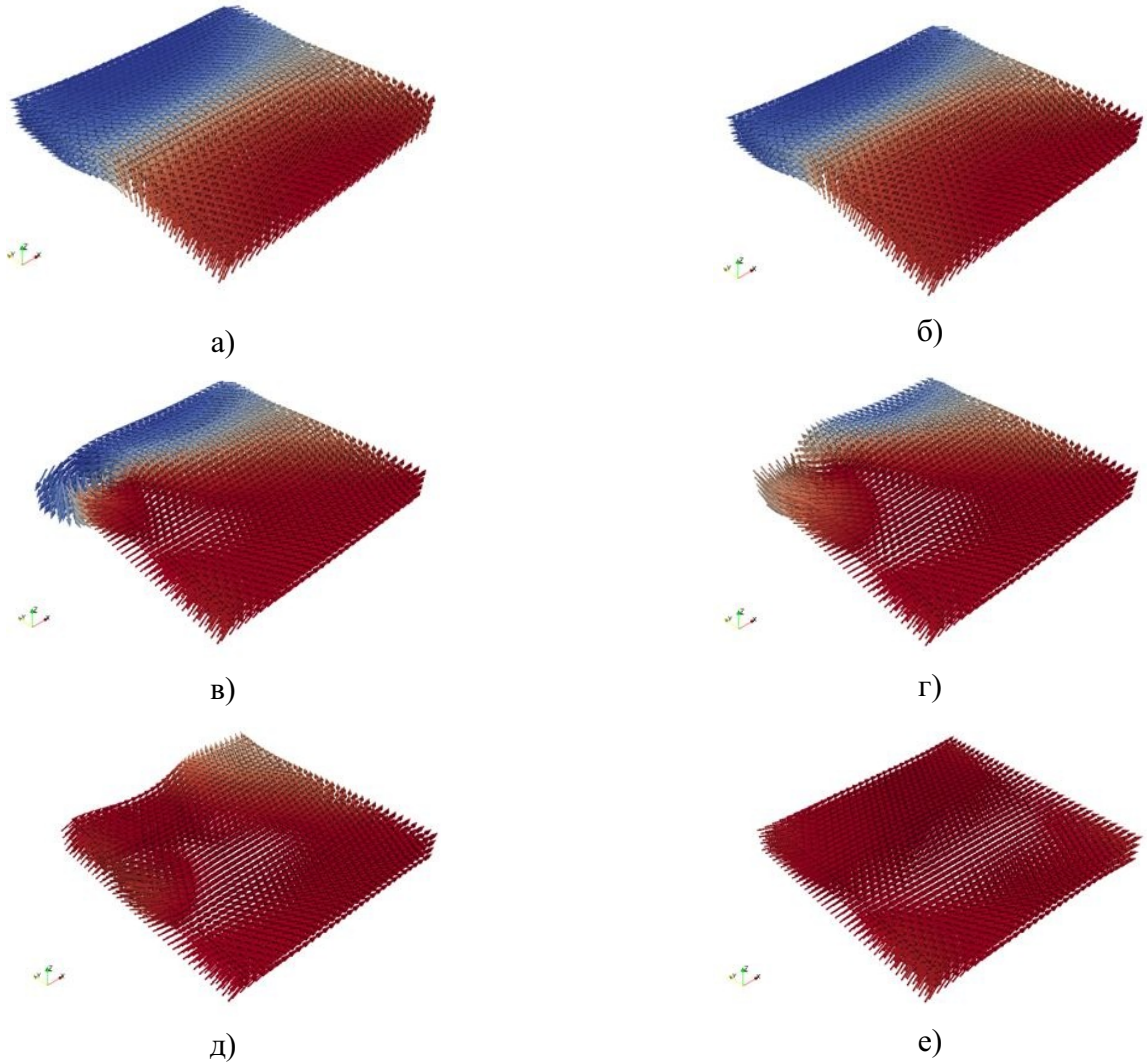


Рис. 3.3: Эволюция системы магнитных моментов под действием спин-поляризованного тока во времени. Цветом обозначена проекция вектора намагниченности на ось OX от -1 (синий) до 1 (красный). Время перемагничивания $t_m=1.25$ нс, ток $J_e = 5 \times 10^8$ A/cm².

Интересно сравнить эти результаты с результатами, полученными в приближении «макроспин». На Рис. 3.4, для сравнения, приведены две кривые. Одна из них (сплошная) показывает зависимость средней проекции магнитного момента на ось OX для только что описанного случая (Рис. 3.3), а вторая (пунктирная) – для «макроспин» приближения, когда в уравнениях (2.5) и (2.6) не учитывается зависимость намагниченности от координаты.

В дальнейшем по бокам свободного слоя были сделаны вырезы размером $20 \times 5 \times 10$ нм. Моделирование по-прежнему начиналось с релаксации, когда ток через систему не протекал.

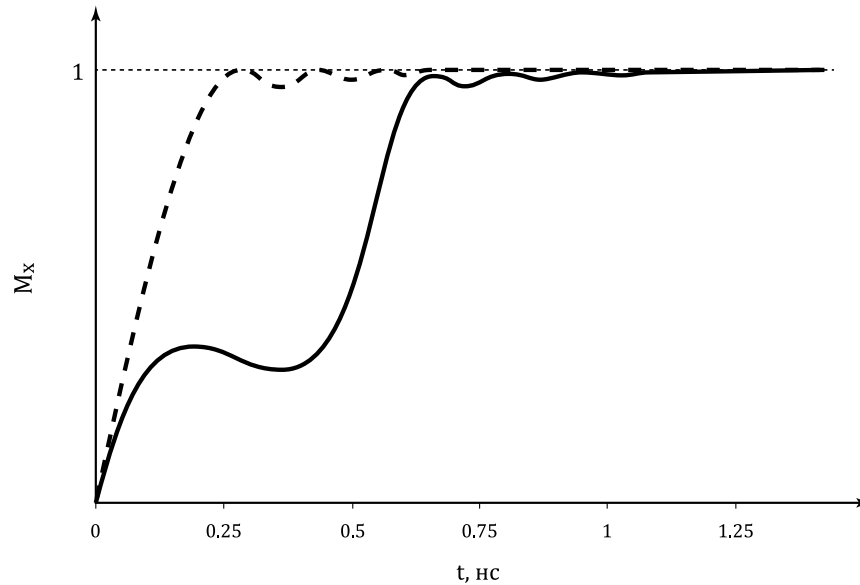


Рис. 3.4: Сравнение кривых намагничивания свободного слоя под действием спин-поляризованного тока в модели Жанга и Ли (сплошная линия) и в приближении “макроспин” (пунктирная линия).

Затем включался спин-поляризованный ток и доменная граница начинала приходить в движение. Обнаружилось, что толщина доменной границы при прохождении спин-поляризованного тока становится меньше. На Рис. 3.7 (см. Приложения) можно увидеть зависимость толщины доменной границы от плотности тока. Этот результат можно объяснить тем, что спин-поляризованный ток создает дополнительное поле анизотропии, поскольку поляризация направлена по оси анизотропии.

Теперь направим ток под углом 45 градусов к оси OX. Проекция тока на оси OX и OY одинакова и равна 3×10^8 А/см². Время моделирования – 10 наносекунд.

При заданных параметрах колебания затухают (Рис. 3.9 (см. Приложения)).

Результаты моделирования эволюции системы в интервале времени до 10 нс при направлении тока под углом 40 градусов к оси OX представлены на Рис. 3.10 (см. Приложения).

На Рис. 3.8 (см. Приложения) представлена зависимость проекции вектора магнитного момента на ось x от времени примерно в третьей четверти процесса моделирования для направления тока под углом 50 градусов к оси OX. В данном случае время моделирования составляло 10 нс. Величина плотности тока такая же. При таких параметрах получаются незатухающие колебания. Из Рис. 3.8 (см. Приложения) определяем, что период колебаний составляет 0.08 нс. Это соответствует частоте примерно 11,8 ГГц = $1,18 \times 10^{10}$ Гц.

3.3 Ток и поле анизотропии перпендикулярны плоскости

Кроме анизотропии в плоскости мы ещё рассмотрели случай анизотропии перпендикулярной плоскости в плоском цилиндре (Рис. 3.5). При константе анизотропии 4.3×10^4 Дж/м³ релаксация системы приводит к ориентации магнитных моментов в плоскости пластинки за счет размагничивающего поля. Увеличивая константу анизотропии до 2×10^5 Дж/м³, так чтобы она превышала энергию размагничивающего поля можно ориентировать моменты вдоль оси OZ. В этом случае мы получили гистерезис пластинки и исследовали влияние спин-поляризованного тока вдоль оси OZ на этот гистерезис. Результаты представлены на Рис. 3.11

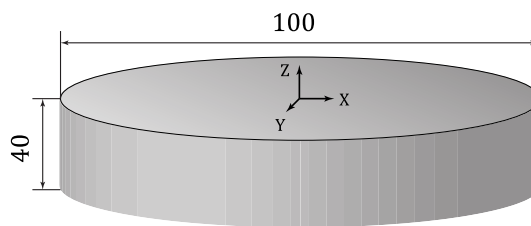


Рис. 3.5: Свободный слой цилиндрической формы. Размеры указаны в нанометрах.

(см. Приложения). Ток сужает петлю, уменьшая коэрцитивную силу пластинки (Рис. 3.12 (см. Приложения), 3.6).

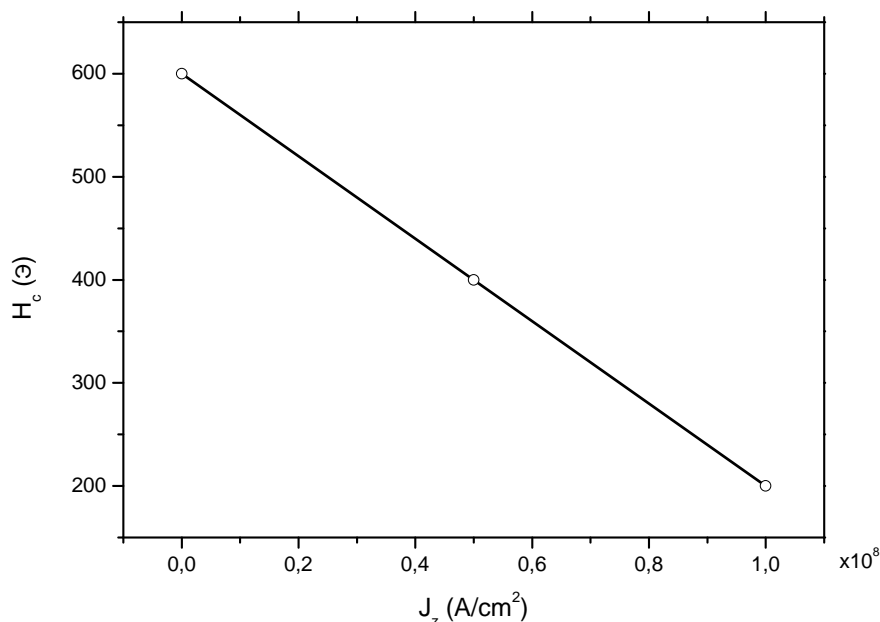


Рис. 3.6: Зависимость коэрцитивной силы свободного слоя от плотности спин-поляризованного тока.

3.4 Выводы

В результате проделанной работы были получены следующие выводы.

1. Была получена оценка времени, требуемого для перемагничивания свободного слоя до насыщения.
2. Была получена кривая намагничивания для свободного слоя. Сравнение этой кривой с той же, полученной в приближении «макроспин», показывает, что учёт неоднородного распределения намагниченности достаточно сильно влияет на время, требуемое для перемагничивания.
3. Обнаружилось, что при пропускании спин-поляризованного тока толщина доменной границы сокращается.

4. Подтвердилось, что существуют условия, при которых в свободном слое возникают незатухающие колебания. Из спектрального анализа графика таких колебаний была найдена основная частота этих колебаний.
5. Также выяснилось, что при пропускании спин-поляризованного тока через свободный слой петля гистерезиса изменяется, при этом коэрцитивная сила системы уменьшается.

3.5 Дальнейшие перспективы

При уменьшении размеров ячейки, модель Жанга и Ли будет неприменима, так как размеры доменных границ уменьшаются и приближаются к размерам, сравнимым с характерной длиной спинового транспорта λ . Для более точного учёта влияния спин-поляризованного тока в таких случаях необходимо использовать другие модели, например, спин-диффузную модель Леви и Ферта [10] или появившуюся в недавнее время модель Вайнталя [11]. Также в дальнейшем планируется построить графики зависимости частоты колебаний доменной границы от плотности тока, проекции тока на ось OZ и от других параметров.

Приложения

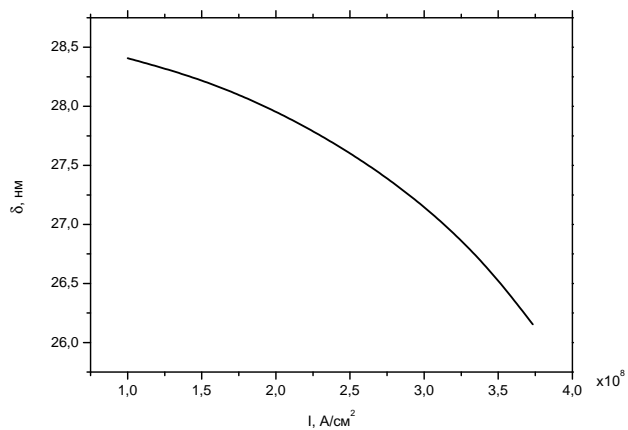


Рис. 3.7: Зависимость толщины доменной границы от плотности спин-поляризованного тока.

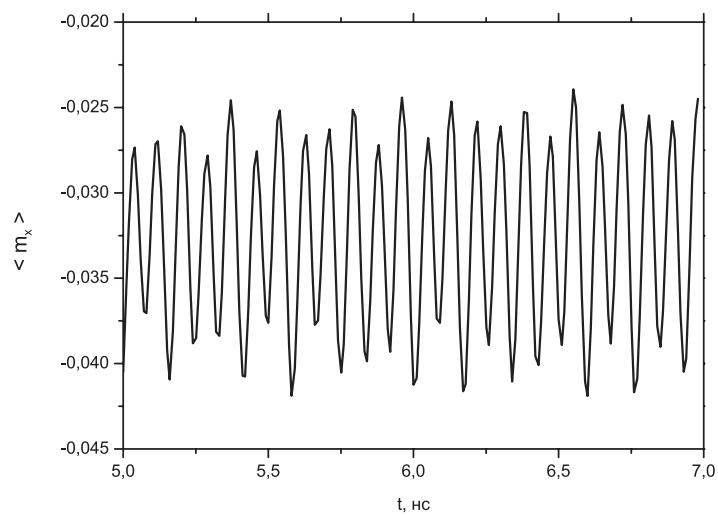


Рис. 3.8: График зависимости проекции средней намагниченности на ось x от времени на одном из отрезков времени на втором этапе моделирования при угле 50 градусов между током и осью x . Частота колебаний составляет примерно 11,8 ГГц

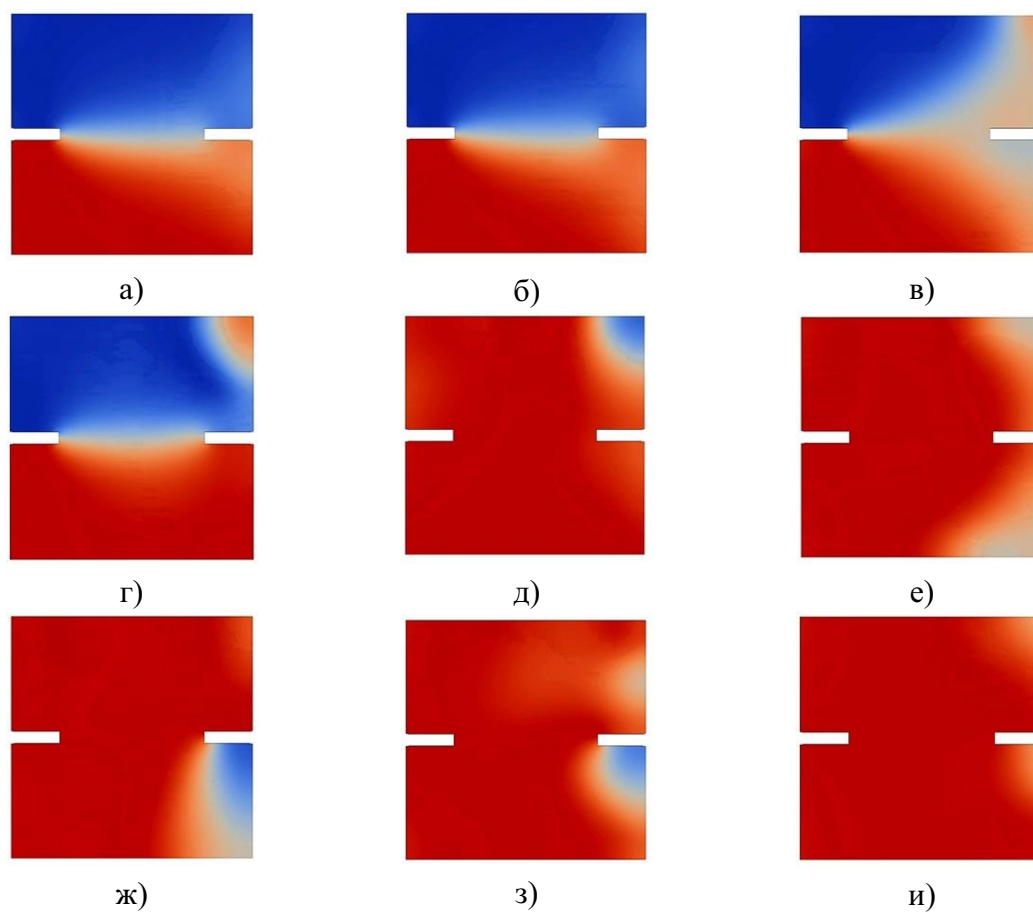


Рис. 3.9: Эволюция системы магнитных моментов под действием спин-поляризованного тока во времени. Цветом обозначена проекция вектора намагниченности на ось OX от -1 (синий) до 1 (красный). Угол между током и осью OX 45 градусов

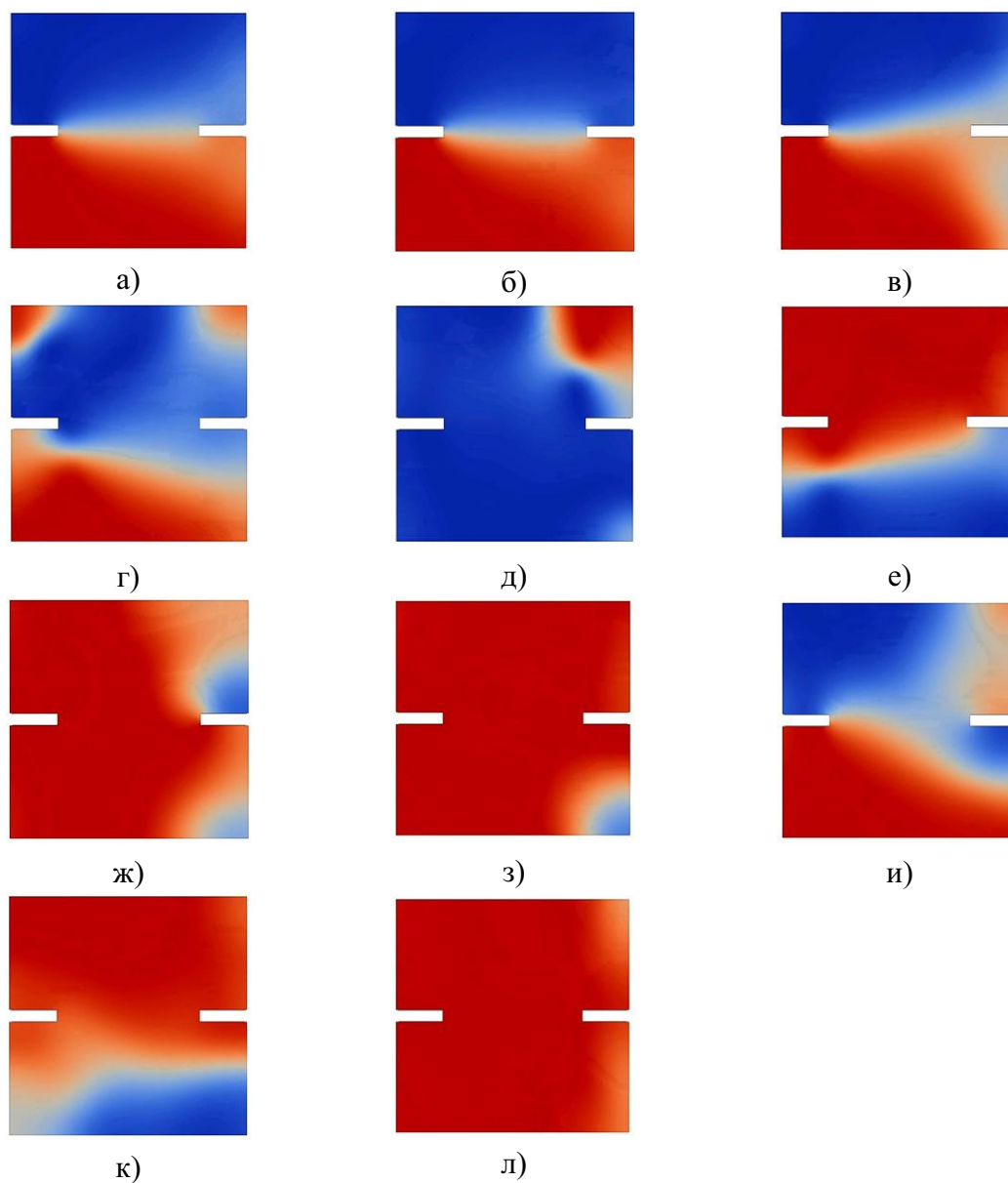


Рис. 3.10: Эволюция системы магнитных моментов под действием спин-поляризованного тока во времени. Цветом обозначена проекция вектора намагниченности на ось OX от -1 (синий) до 1 (красный). Угол между током и осью OX 40 градусов

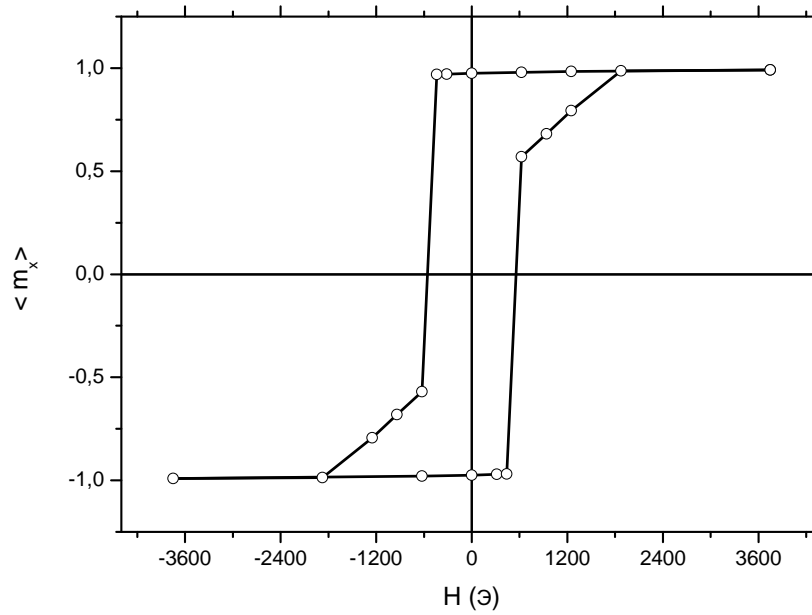


Рис. 3.11: Петля гистерезиса для цилиндра с большой константой анизотропии (легкая ось направлена по оси Oz).

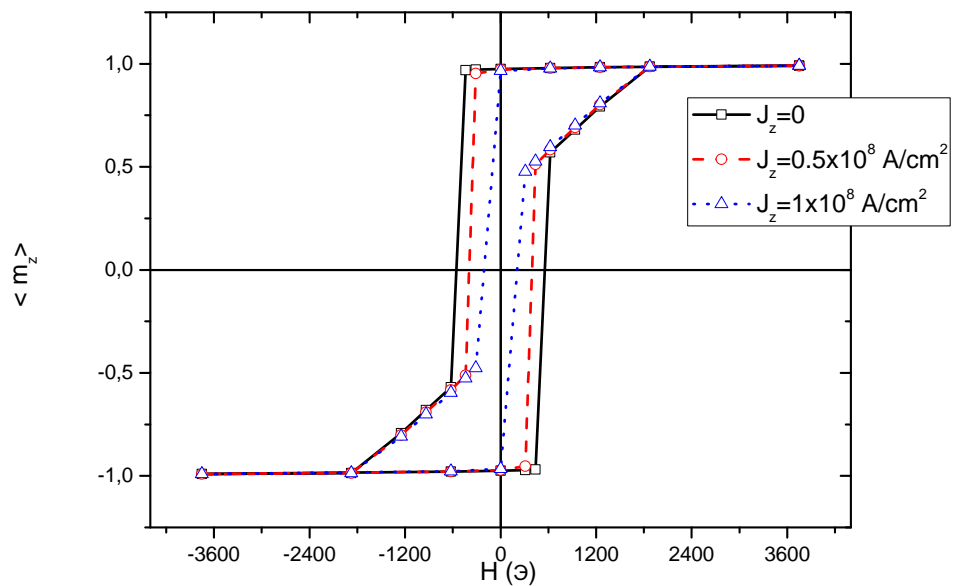


Рис. 3.12: Петли гистерезиса для цилиндра с большой константой анизотропии (легкая ось направлена по оси Oz) при разных плотностях тока.

Список литературы

1. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films // *Physics Letters A*. 1975. Т. 54, № 3. С. 225 – 226.
2. Chappert C., Fert A., Van Dau F. N. The emergence of spin electronics in data storage // *Nature materials*. 2007. Т. 6. С. 813 – 823.
3. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Nov. Т. 61. С. 2472–2475.
4. Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo (001) epitaxial tunnel junctions on GaAs (001) / M. Bowen, V. Cros, F. Petroff [и др.] // *Applied Physics Letters*. 2001. Т. 79, № 11. С. 1655–1657.
5. Slonczewski J. C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1996. jun. Т. 159. С. L1–L7.
6. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // *Phys. Rev. B*. 1996. Oct. Т. 54. С. 9353–9358.
7. Macrospin description of the perpendicular polarizer-planar free-layer spin-torque oscillator / U. Ebels, D. Houssameddine, I. Firastrau [и др.] // *Phys. Rev. B*. 2008. Jul. Т. 78. С. 024436.
8. Звездин А. К., Звездин К. А., Хвальковский А. В. Обобщенное уравнение Ландау – Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // *Успехи физических наук*. 2008. Т. 178, № 4. С. 436–442.
9. Slonczewski J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier // *Phys. Rev. B*. 1989. Apr. Т. 39. С. 6995–7002.
10. Valet T., Fert A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // *Phys. Rev. B*. 1993. Sep. Т. 48. С. 7099–7113.
11. Petitjean C., Luc D., Waintal X. Unified Drift-Diffusion Theory for Transverse Spin Currents in Spin Valves, Domain Walls, and Other Textured Magnets // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Sep. Т. 109. С. 117204.
12. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures / W. Scholz, J. Fidler, Th. Schrefl [и др.] // *Computational Materials Science*. 2003. Т. 28, № 2. С. 366–383.
13. Donahue M. J., Porter D. G. Interagency Report NISTIR 6376. 1999.
14. Zhang S., Li Z. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Sep. Т. 93. С. 127204.
15. Fangohr H., Fischbacher T., Franchin M. [и др.]. Nmap Computational Magnetism. 2011.

16. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions / J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Apr. Т. 74. С. 3273–3276.
17. Miyazaki T., Tezuka N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 1995. Т. 139, № 3. С. L231 – L234.
18. Parkin S. S. P., Kaiser C., Panchula A. et al. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers // *Nature Materials.* 2004. Т. 3. С. 862 – 867.
19. S. Yuasa et al. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions // *Nature Materials.* 2004. Т. 3. С. 868–871.
20. Thermally assisted MRAM / I L Prejbeanu, M Kerekes, R C Sousa [и др.] // *Journal of Physics: Condensed Matter.* 2007. Т. 19, № 16. С. 165218.
21. Ведяев А. В., Котельникова О. А., Рыжанова Н. В. Спин-зависящий транспорт в магнитных наноструктурах. Издательство московского университета, 2012.
22. Brown W. F. *Micromagnetics.* New York: Interscience Publishers, 1963.
23. Ландау Л. Д., М. Лифшиц Е. К теории дисперсии магнитной проницаемости магнитных тел // *Phys. Zs. Sowjet.* 1935. Т. 8.
24. Кринчик Г. С. *Физика магнитных явлений.* Москва: Издательство московского университета, 1976.
25. Tserkovnyak Yaroslav, Brataas Arne, Bauer Gerrit EW. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films // *Physical Review Letters.* 2002. Т. 88, № 11. С. 117601.
26. Magnetoelectronic Spin Echo / Arne Brataas, Gergely Zaránd, Yaroslav Tserkovnyak [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Oct. Т. 91. С. 166601.
27. Ho Jeongwon, Khanna F. C., Choi B. C. Radiation-Spin Interaction, Gilbert Damping, and Spin Torque // *Phys. Rev. Lett.* 2004. Mar. Т. 92. С. 097601.
28. Tserkovnyak Y, Fiete G A, Halperin B I. Mean-field magnetization relaxation in conducting ferromagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Т. 84, № cond-mat/0403224. С. 5234.
29. ParaView - Open Source Scientific Visualization.