

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ СИСТЕМ
АТОМАРНОГО МАСШТАБА МЕТОДОМ МАКРОСПИНА»**

Выполнил(-а) студент (-ка)

405 группы

КРАПИВИНА АННА АНДРЕЕВНА

подпись студента

Научный руководитель:

ст.преп. ПОЛЯКОВ ОЛЕГ ПЕТРОВИЧ

подпись научного руководителя

Допущена к защите « ___ » _____ 20__

Зав.кафедрой _____

подпись зав.кафедрой

Москва

2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	6
2. ПРЕДМЕТ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	9
3. УРАВНЕНИЕ ЛАНДАУ-ЛИФШИЦА-ГИЛЬБЕРТА.....	11
4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ.....	18
5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ.....	20
ВЫВОДЫ	26
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	26
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	27

ВВЕДЕНИЕ

Изучение фундаментальных свойств магнитных низкоразмерных структур является крайне важным для разработки базовых принципов построения самых разнообразных перспективных устройств. Например, на базе систем малых магнитных частиц и групп атомов различной структуры может быть сформирована принципиально новая база для вычислительной техники. Новое поколение элементов памяти (MRAM - магниторезистивная оперативная память) является ярким примером использования такого подхода. Такие устройства хранят информацию с помощью магнитных моментов, а не электрических зарядов. Отличительными чертами устройства являются предельно высокая скорость передачи данных и энергонезависимость, то есть способность сохранять записанную информацию при отсутствии внешнего питания [1]. Также примером использования магнитных частиц малых размеров могут служить высокочувствительные магнитные сенсоры.

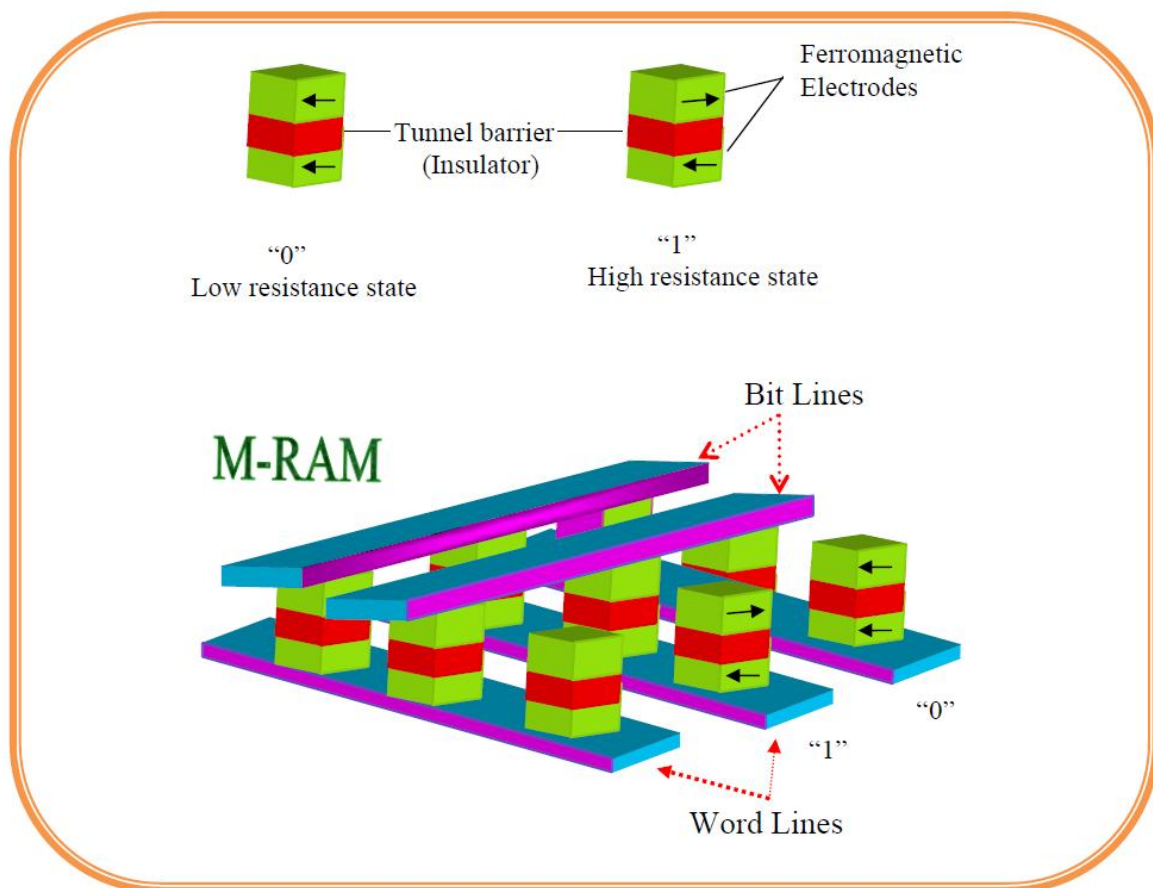


Рисунок 1

Одним из основных направлений исследований, касающихся разработки новейших устройств на базе наноматериалов, является уменьшение энергии, затрачиваемой на функционирование, при этом позволяющей совершать однозначные переключения между различными физическими состояниями системы. Наиболее энергетически выгодные состояния системы, т.е. наиболее стабильные и удобные с технологической точки зрения, определяет поле одноосной анизотропии. Высокие поля анизотропии обеспечивают наибольшую стабильность и независимость от таких внешних факторов как температурные флуктуации и электрические токи. С другой стороны, разработка запоминающих магнитных устройств требует условий, в которых для переключения магнитного момента не будет требоваться большое внешнее поле. Задача поиска компромисса между двумя этими факторами является одной из наиболее актуальных для

дальнейшего проектирования магнитных устройств. Поэтому глубокое понимание деталей физических процессов, происходящих в реальных магнитных наноструктурах, является совершенно необходимым для успешного создания устройств на данной базе. Поэтому изучение спиновой динамики, лежащей в основе переключения намагниченности, можно отнести к фундаментальной и актуальной проблеме данной области науки.

Одной из наиболее исследуемых систем являются нанопровода из переходных металлов, которые обладают одновременно стабильной намагниченностью и высокой энергией анизотропии [2]. Одномерные провода представляют особый интерес так как уменьшение размерности очень часто ведёт к усилению магнитной анизотропии. В данной работе рассматривается нанопровод из кобальта, на поверхности платины (111). Эволюция магнитной системы во времени во многом зависит от величины анизотропии и намагниченности. Большое количество исследований направлено на выявление оптимального механизма управления энергией анизотропии [3]. Одним из способов является изменение параметра решетки подложки с помощью объемной деформации [4].

Особенно важным является вопрос продолжительности процессов, происходящих в подобных системах, так как от этого напрямую зависит скорость работы устройств. Поэтому главным вопросом, поднятым в данной работе, является вопрос о наличии зависимости времени переключения от внешних факторов. Была выдвинута гипотеза о существовании зависимости между временем переключения и минимальным внешним магнитным полем, необходимым для переключения, а также с параметром решетки подложки.

Для проверки данной гипотезы необходимо:

- Выбрать теоретическую модель и адаптировать её под конкретную задачу. В данном случае было выбрано уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта. Аналитическое решение данного уравнения в общем виде невозможно.

- Преобразовать уравнение в удобную для численного решения форму

- Вычислить параметры системы из первых принципов
- Написать программу для численного решения данного уравнения
- Найти минимальные значения внешнего магнитного поля, при которых происходит переключение, для различных значений поля анизотропии
- Получить зависимость проекции магнитного момента на ось Z от времени для данных полей
- Вычислить время переключения для каждого значения внешнего магнитного поля, а также для каждого параметра решётки подложки
- Построить зависимость времени переключения от внешнего магнитного поля, необходимого для переключения, а также от параметра решётки подложки
- Сделать выводы о наличии и характере зависимости

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В последнее время проводится большое количество исследований на тему управления энергией анизотропии. Эволюция намагниченности во времени сильно зависит от энергии магнитной анизотропии и спиновых магнитных моментов системы. Очень часто уменьшение размерности приводит непосредственно к увеличению энергии магнитной анизотропии. В этом контексте низкоразмерные структуры, такие как металлические нанопровода, представляют большой интерес для современных исследований [5]. После экспериментального подтверждения возможности выращивания упорядоченных массивов моноатомных цепей из кобальта на поверхности Pt (997) с точным покрытием, [6] были представлены многочисленные исследования депонированных нанопроводов и их магнитных свойств [4-13]. Дальнейшие исследования выявили ферромагнитное упорядочивание в моноатомных цепях из кобальта на поверхности Pt(997), имеющих большой орбитальный момент и энергию магнитной анизотропии по сравнению с двумерными плёнками или трехмерными системами [14]. Многочисленные исследования показали, что проводящие нанопровода из переходных металлов (3d-5d) имеют большие и стабильные значения спина и орбитальных магнитных моментов, а энергии магнитной анизотропии значительно больше, чем в их соответствующих твердых телах [5, 15, 16]. В этом контексте возможность контролировать магнитные свойства 3d-5d металлических наноструктур на атомном уровне открывает новые пути для создания наноструктур с особыми функциональными возможностями и лучшей производительностью.

Структурные эффекты также оказывают влияние на свойства наносистем. Хорошо известно, что длина равновесной связи изменяется с размерностью и координационным числом. Например, уменьшение длины связи атомов на поверхности кристалла приводит к появлению напряжения в плоскости. Такое воздействие может способствовать изменению структуры поверхности в целях минимизации поверхностной энергии. Этот эффект известен как «мезоскопическое

несоответствие» (mesoscopic misfit) [17] - деформация поверхности и наноструктур на ней, вызванная множеством эффектов, связанных с конечным размером системы или изначальным рассогласованием постоянных решетки разных материалов. Объемная деформация может вызвать существенные изменения в электронных и магнитных свойствах наноструктур, потому что даже незначительные структурные изменения играют решающую роль на расстояниях атомарного масштаба. Во время роста эпитаксиальной пленки [18, 19] из-за несоответствия постоянных решетки между нанесенной структурой и поверхностью подложки появляется поверхностная деформация. Изменение электронных [17, 20] и магнитных [17, 21, 22] свойств под воздействием деформации в основном наблюдается в системах пленок и используется для изменения их физических свойств. Например, недавние измерения намагниченности в слое (Ga,MN)As толщиной 20 нм, нанесенном на подложку (Ga,In)As с очень большими эпитаксиальными деформациями, продемонстрировали линейную зависимость магнитной анизотропии в зависимости от величины напряжения [23]. На основании расчетов «из первых принципов» было показано, что применение 10% двухосного растягивающего напряжения к фталоцианиновым листам, «декорированными» 5d переходными металлами, такими как Os и Ir, приводит к значительному увеличению энергии магнитной анизотропии (до 140 мэВ) [24]. Кроме того, аналогичное исследование продемонстрировало, что магнитная анизотропия подложки FePt может быть значительно изменена с помощью относительно незначительной двухосной деформации, и что энергия магнитной анизотропии может быть уменьшена под воздействием растягивающей деформации [25]. Более того, использование деформированной поверхности в качестве шаблона может привести к изменению диффузионных барьеров в адсорбированных адатомах [26]. Поверхностная деформация может также влиять на электрические свойства переходных металлов, изменяя работу выхода поверхностей карбида с металлами и их зонную структуру [27]. Было показано, что деформация эпитаксиальных слоев может изменять заполнение d-состояний и их степень вырождения [23, 28-32], а также может модифицировать транспортные и магнитные свойства наноструктур [33]. Поэтому

изучение возможности применения деформации подложки в качестве инструмента управления свойствами металлических нанопроводов имеет высокую актуальность. Магнитные свойства будут изменены вследствие изменения межатомных расстояний таких проводов по сравнению с теми, которые расположены на недеформированных подложках. Разность межатомных расстояний в проводах оказывает значительное воздействие на электронные и магнитные свойства, в частности на магнитную анизотропию. Недавно в экспериментальном исследовании был обнаружен рост одномерных цепей Co на одномерно растянутых поверхностях Au (111) [34]. Эта экспериментальная работа дает прямое свидетельство того, что моноатомные нанопровода могут также существовать на напряженных поверхностях.

2. ПРЕДМЕТ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе рассматривается бесконечно длинный одномерный нанопровод, сформированный из атомов кобальта на подложке из платины с поверхностью (111). Провод имеет ферромагнитное упорядочение и направлен вдоль оси y (см.рис.2). Внешнее магнитное поле также направлено вдоль оси y , поле анизотропии направлено вдоль оси z , перпендикулярно к плоскости подложки.

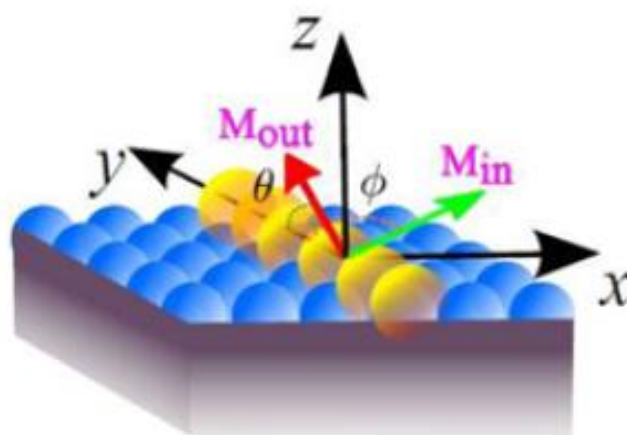


Рисунок 2. Геометрия исследуемой системы.

. Одноосная анизотропия, реализуемая в данном случае, определяет два наиболее энергетически выгодных направления магнитного момента атома: вдоль и против оси анизотропии. Под действием внешнего магнитного поля магнитный момент может изменить свое направление на противоположное.

Существуют различные механизмы влияния на величину энергии анизотропии, в частности – изменение параметра решетки подложки за счет приложения механического напряжения. Влияние оказывает как растяжение, так и сжатие. В случае изменения параметра решетки более, чем на 6%, атомная структура подложки полностью искажается, разрушается (111)-симметрия. В данной работе рассматриваются только умеренные напряжения, изменяющие параметр решетки

не более чем на 5%. Но даже для таких значений напряжения структурные эффекты существенны.

Геометрическое расположение атомов жестко связано с электронной структурой. Оно приводит к изменению гибридизации и, как следствие, к изменению заполнения d-орбиталей кобальта. Наибольшее влияние на магнитные свойства оказывают состояния, близкие по энергии к уровню Ферми. Было показано, что поверхностная деформация вносит изменения в распределение электронов по d-орбиталям, близким к уровню Ферми [2]. Следовательно, такое воздействие оказывает значительное влияние на энергию магнитной анизотропии в нанопроводах из кобальта.

3. УРАВНЕНИЕ ЛАНДАУ-ЛИФШИЦА-ГИЛЬБЕРТА

Для описания магнитной динамики атомов кобальта используется уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта [35]. Несмотря на его макроскопическую природу, было показано, что оно подходит и для изучения динамики намагниченности наноструктур [36-40]. Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, адаптированное для систем атомарных масштабов, может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = -\gamma \mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^i + \frac{\alpha}{\mu_s} \mathbf{S}_i \times \frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t}$$

где S – единичный вектор магнитного момента, γ - гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, μ_s – магнитный момент атома. В данном случае параметр затухания не включает в себя такие факторы как поля размагничивания, температурная зависимость и т.д. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} , включающее влияние внешних магнитных полей, одноосной анизотропии и обменного взаимодействия, определяется следующим выражением:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^i = \frac{\partial}{\partial \mathbf{S}_i} \left[\mathbf{S}_i \mathbf{H} + \frac{K_i}{\mu_s} (\mathbf{S}_i \mathbf{e}_a)^2 + \sum_{j(j \neq i)} \frac{J_{ij}}{\mu_s} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \right]$$

где J_{ij} – обменное взаимодействие между i -тым и j -тым атомами, K – энергия анизотропии, \mathbf{e}_a – единичный вектор в направлении поля анизотропии.

Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта является стохастическим уравнением, и чаще всего требуются огромные вычислительные ресурсы для того, чтобы описать временную эволюцию намагниченности систем, состоящих из большого числа атомов. Однако в данной задаче компьютерные вычисления могут быть значительно сокращены. В частности, обменное взаимодействие между атомами существенно уменьшается с ростом межатомных расстояний, поэтому при учете обменного взаимодействия мы берем в рассмотрение только соседние атомы.

Также расчеты существенно упростятся, если в качестве используемой модели рассмотреть собой бесконечные ферромагнитные цепочки эквивалентных атомов, в отсутствие температурных флуктуаций. Таким образом, исследуемая система представляет собой множество атомов с одинаковым магнитным моментом, находящихся в среде с одинаковой магнитной анизотропией под воздействием однородного внешнего магнитного поля. Следовательно, все атомы имеют одинаковую спиновую динамику, что подразумевает коллинеарность их намагниченности в любой момент времени. В итоге мы получаем, что обменное взаимодействие между атомами не зависит от времени. Это означает, что производная гамильтониана обменного взаимодействия по времени будет равна нулю и мы можем описывать спиновую динамику ферромагнитных проводов анализируя эволюцию магнитного момента только одного атома.

Для большей наглядности поместим атом в центр системы координат, таким образом, чтобы постоянное магнитное поле было перпендикулярно к проводу, вдоль оси y . В этом случае минимуму энергии системы будет соответствовать ориентация намагниченности параллельно направлению магнитного поля.

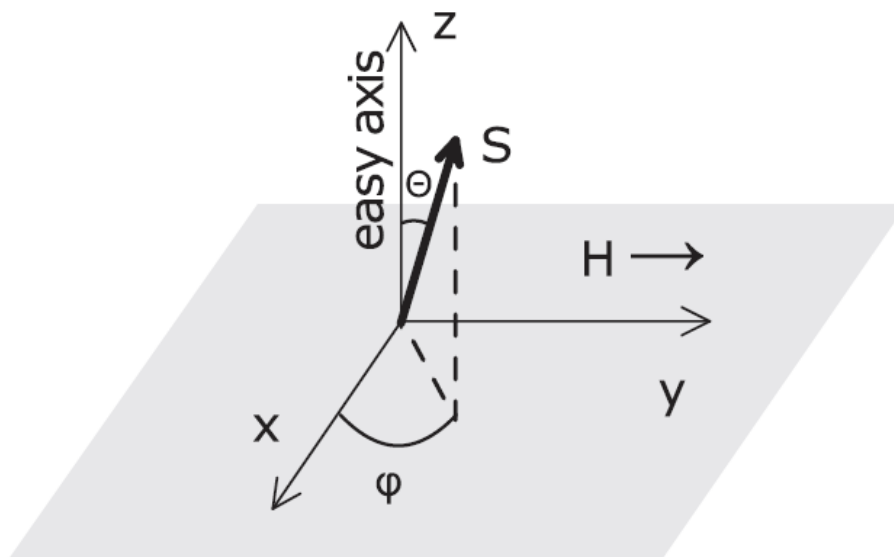


Рисунок 3

При наличии одноосной анизотропии направленная перпендикулярно плоскости, спиновая динамика становится заметно более сложной. В этом случае направление

магнетизации вдоль оси y больше не является единственно устойчивым, и появляется два новых стабильных состояния системы.

Необходимая для анализа системы Co/Pt(111), константа одноосной анизотропии и величина магнитного момента, была взята на основании данных первопринципных расчетов, проведенных в работе [2]. В отсутствие деформации эти значения составляют $K = 2.17 \text{ meV}$ и $\mu_s = 2.1 \mu_B$. В сферической системе координат, устойчивые состояния системы, могут быть определены решениями системы уравнений:

$$\begin{cases} \sin \Theta = \pm H_y \mu_s / 2K, \\ \cos \varphi = 0. \end{cases}$$

Данная система определяет нормированное значение проекции магнитного момента на ось z S_z как функцию величины внешнего магнитного поля. Решение данной системы приводит к выводам о существовании двух стабильных состояний: «вверх» и «вниз» ($S_z > 0$ и $S_z < 0$ соответственно). Эти состояния обозначены сплошными линиями на рисунке 4.

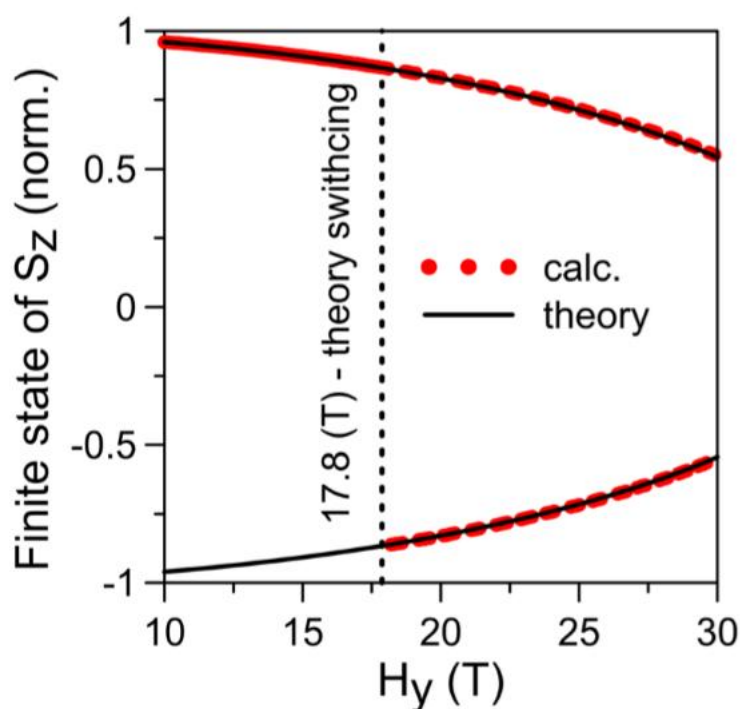


Рисунок 4

Имеет место значительное уменьшение проекции намагниченности S_z с увеличением внешнего магнитного поля для обоих устойчивых состояний. Например, в случае, когда приложенное магнитное поле имело величину 30 Т, величина S_z уменьшилась на 30%. Одновременно увеличение магнитного поля ведёт к уменьшению скорости прецессии и энергии магнитного момента. Таким образом переключение магнитного момента может быть получено с помощью приложения внешнего магнитного поля. Минимальное магнитное поле, необходимое для переключения, пропорционально энергии анизотропии. Оно необходимо для того, чтобы преодолеть энергетический барьер между двумя устойчивыми состояниями. В случае системы Co/Pt(111) из самых общих соображений мы можем получить следующую оценку для величины переключающего поля:

$$H_{switch} = \frac{K}{\mu_s}$$

Данная оценка хорошо согласовывается с экспериментальными данными. Различия между теоретическими и экспериментальными значениями могут быть объяснены затуханием. Следует отметить, что такая оценка может быть применена только к системам с ферромагнитным упорядочением между атомами, потому что динамика антиферромагнитных систем чувствительна к обменному взаимодействию.

Под переключением подразумевается окончательный переход фазовой траектории, т.е. зависимости полярной скорости от полярного угла θ (θ), в бассейн притяжения другого аттрактора. Под временем переключения подразумевается временной промежуток между началом виртуального эксперимента и моментом, когда магнитный момент окончательно переходит в область отрицательных значений Z . Для оценки соответствующего времени переключения была рассчитана зависимость проекции магнитного момента S_z от времени для каждого значения поля переключения. Для того, чтобы убедиться, что рассматриваемое

поле действительно является минимальным, мы также строили зависимость для поля, которое было меньше на 0,1 Т. При переключении график зависимости проекции магнитного момента S_z от времени качественно изменяется. Также можно заметить, что переключение происходит менее, чем за 2 пкс с момента включения внешнего магнитного поля.

Как уже было сказано выше, значение магнитного поля, необходимого для переключения в одномерных нанопроводах с ферромагнитным упорядочением, пропорционально энергии магнитной анизотропии. Поскольку результаты расчетов из первых принципов показывают значительное монотонное снижение энергии магнитной анизотропии по мере увеличения параметра решетки, мы ожидаем получить для этих состояний меньшие значения магнитных полей переключения. Проведенные численные расчеты хорошо согласуются с теоретическими оценками, полученными с помощью модели Стонера-Волхфарта и показывают, что индуцированное напряжение поверхности приводит к снижению величины магнитного поля, требуемого для переключения.

Рисунок 5 показывает одновременно рассчитанные и теоретические значения критического магнитного поля, необходимого для переключения в зависимости от параметра решетки подложки для системы Co/Pt(111). Аналогичная зависимость также наблюдается для системы Co/Au(111), однако в этом случае эффекты слабее.

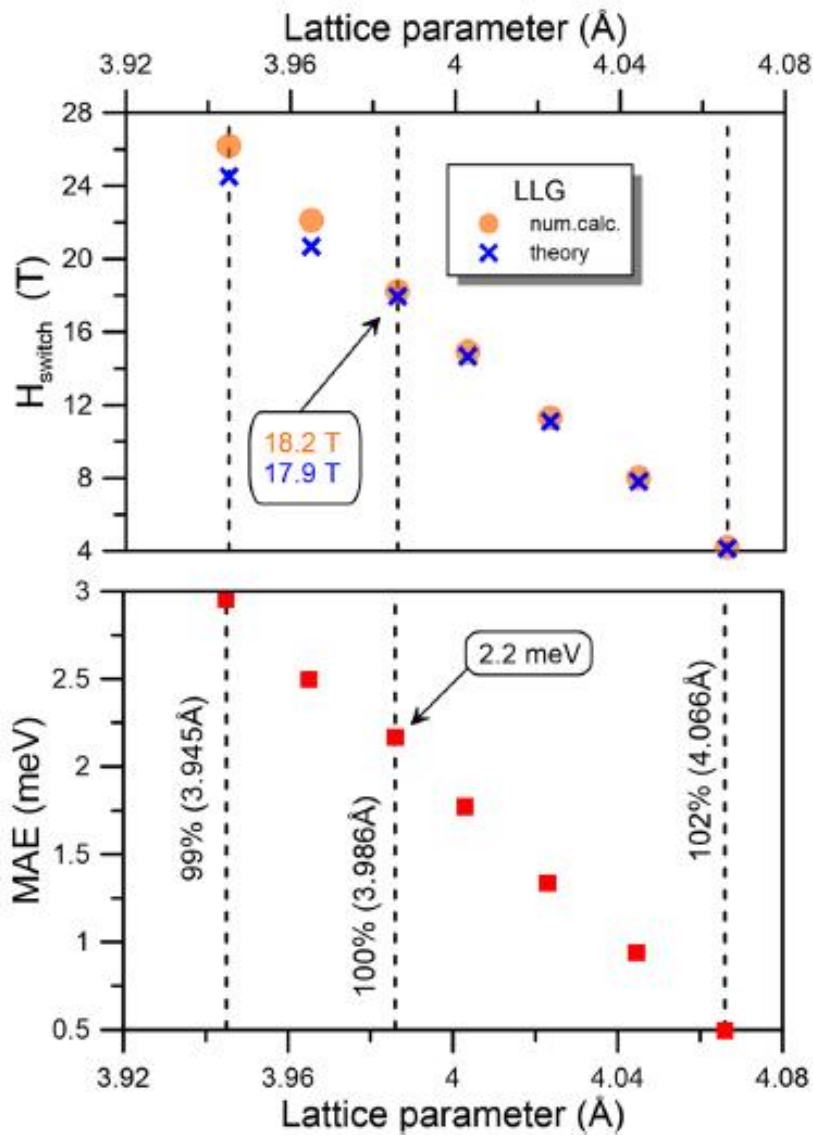


Рисунок 5

Как мы можем наблюдать, результаты, полученные с помощью численного моделирования, хорошо согласуются с оценкой, полученной с помощью феноменологических моделей.

Например, растяжение параметра решетки a на 2% ($a=1.02a_0$) уменьшает энергию магнитной анизотропии с 2.2 до 0.5 мэВ. Мы наблюдаем существенное понижение магнитного поля для такой деформации. Переключение происходит при поле, равном 4 Т, и это примерно в 4.6 раз меньше, чем для аналогичной системы, не подвергающейся механическому напряжению (18.2 Т). Аналогичная картина наблюдается также и для системы Co/Au(111), однако в этом случае

эффекты слабее. В целом, для обеих систем, Co/Pt(111) и Co/Au(111), мы получаем монотонное убывание энергии анизотропии по мере увеличения механического напряжения, что приводит к уменьшению критического магнитного поля, необходимого для переключения.

4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

Уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта использовалось в форме, адаптированной для сферической системы координат. Это позволило избавиться от одной степени свободы, а именно – величины магнитного момента, так как данный параметр нормирован на собственную величину и сохраняется неизменным. В результате была получена система из двух дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = Py \cdot \cos(\phi) + \alpha \cdot Py \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\phi) - \alpha \cdot Pk \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \alpha \cdot Py \cdot \cos(\phi) / \sin(\theta) + Pk \cdot \cos(\theta) - Py \cdot \sin(\phi) / \tan(\theta)$$

Поскольку данная система аналитически не разрешима, она была решена численно. Для этого использовался метод Рунге-Кутты четвертого порядка точности. Это значит, что ошибка на одном шаге имеет порядок $O(h^5)$, а суммарная ошибка на конечном интервале интегрирования имеет порядок $O(h^4)$.

Приближенные значения в последующих точках вычисляются по итерационным формулам:

$$X_{k+1} = X_k + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4),$$

$$Y_{k+1} = Y_k + \frac{1}{6}(m_1 + 2m_2 + 2m_3 + m_4), \dots,$$

где

$$k_1 = f(t_k, X_k, Y_k, \dots)\Delta t,$$

$$m_1 = g(t_k, X_k, Y_k, \dots)\Delta t, \dots,$$

$$k_2 = f\left(t_k + \frac{\Delta t}{2}, X_k + \frac{k_1}{2}, Y_k + \frac{m_1}{2}, \dots\right)\Delta t,$$

$$m_2 = g\left(t_k + \frac{\Delta t}{2}, X_k + \frac{k_1}{2}, Y_k + \frac{m_1}{2}, \dots\right)\Delta t, \dots,$$

$$k_3 = f\left(t_k + \frac{\Delta t}{2}, X_k + \frac{k_2}{2}, Y_k + \frac{m_2}{2}, \dots\right)\Delta t,$$

$$m_3 = g\left(t_k + \frac{\Delta t}{2}, X_k + \frac{k_2}{2}, Y_k + \frac{m_2}{2}, \dots\right)\Delta t, \dots,$$

$$k_4 = f(t_k + \Delta t, X_k + k_3, Y_k + m_3, \dots)\Delta t,$$

$$m_4 = g(t_k + \Delta t, X_k + k_3, Y_k + m_3, \dots)\Delta t, \dots$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ

Была написана программа на языке C++. В итоге были получены результаты, представленные на графиках ниже.

Использовались следующие значения констант: $\alpha = 0.01$; $\mu s = 1.936272E-23$; Значение шага по времени $\Delta t = 10^{-16}$. Ниже представлены данные о зависимости между полем анизотропии и минимальным внешним полем, необходимым для переключения.

MAE, мэВ	3	2.5	2.2	1.75	1.25	0.75	0.5
Hswitch, Т	25.2	21	18.5	14.7	10.5	6.3	4.2
Lattice parameter, Å	3.945	3.965	3.985	4.001	4.022	4.045	4.066
t switch, ps	1.00	1.2	1.2	1.6	2.3	4	6

Таблица 1

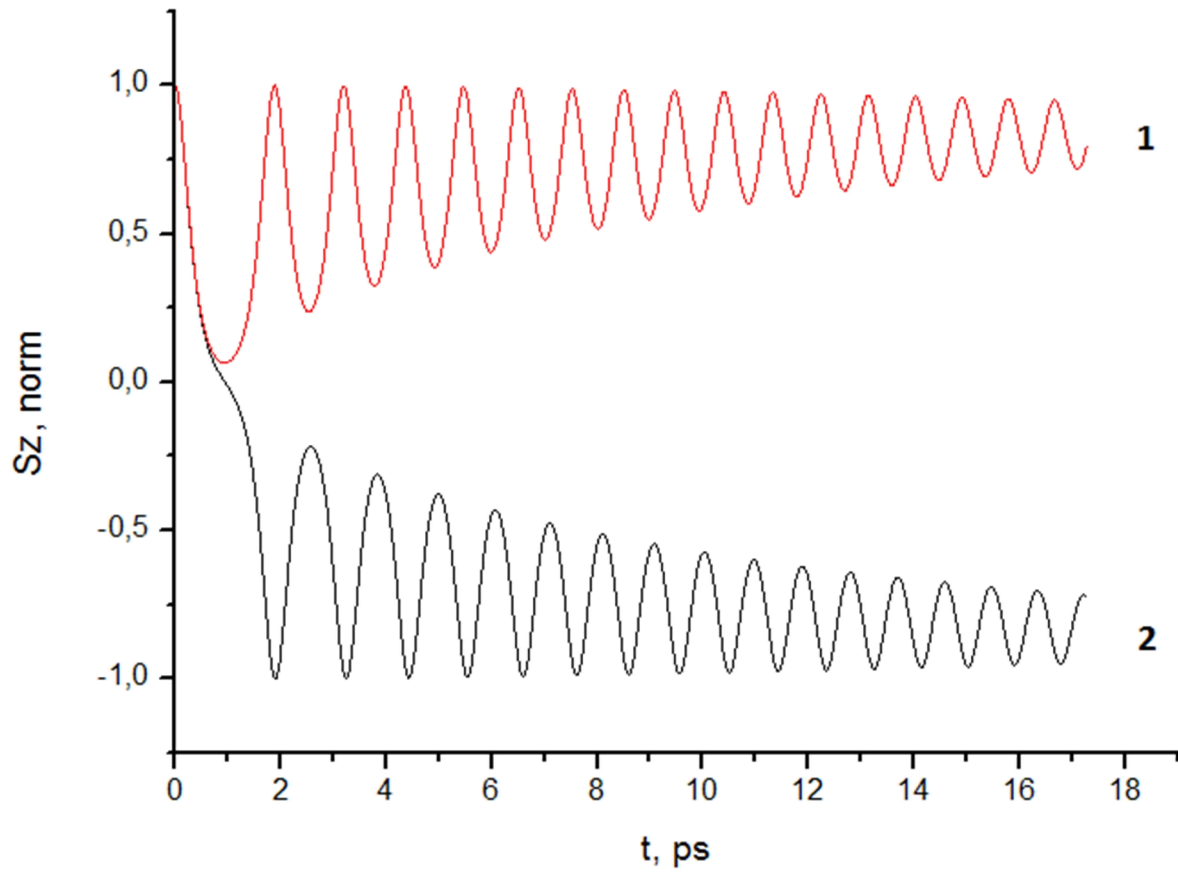


Рисунок 6

Зависимость z-проекции магнитного момента от времени. $a = 0.99 \times a_0 = 3.945 \text{ \AA}$;
 $K = 3 \text{ мэВ}$; $H_1 = 25.1 \text{ Т}$; минимальное поле переключения $H_2 = 25.2 \text{ Т}$.

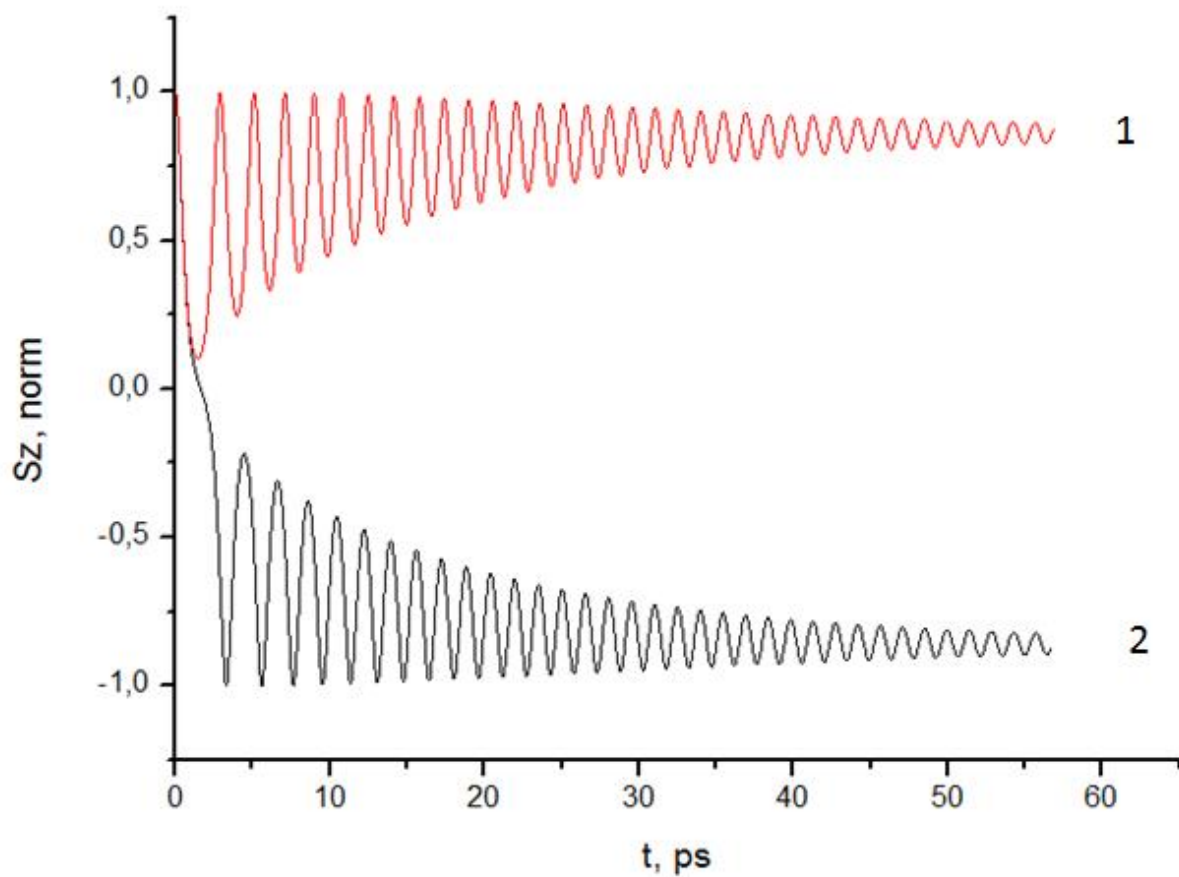


Рисунок 7

Зависимость z-проекции магнитного момента от времени. $a = 1.02 \times a_0 = 4.066 \text{ \AA}$;
 $K = 1.75 \text{ МэВ}$; $H_1 = 4.1 \text{ Т}$; минимальное поле переключения $H_2 = 4.2 \text{ Т}$

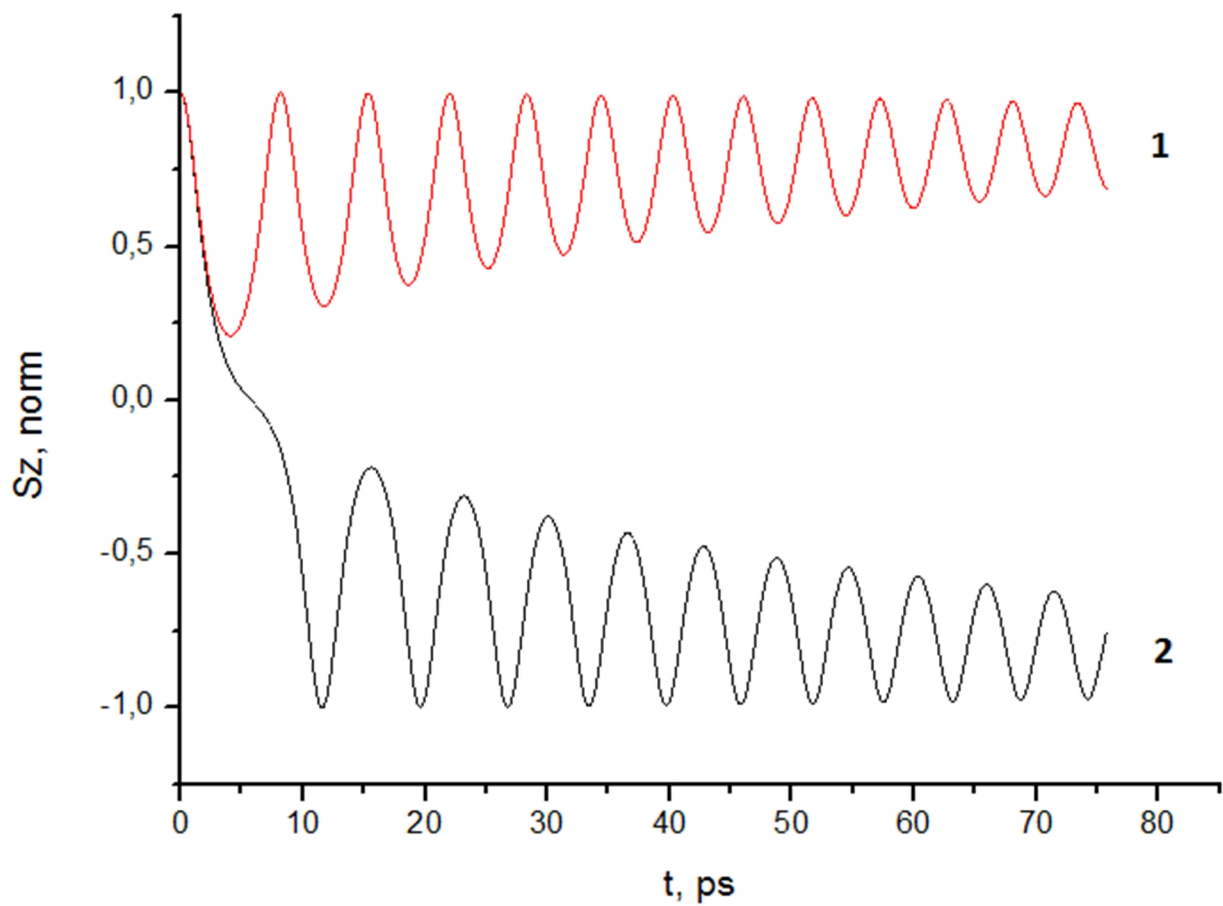


Рисунок 8

Зависимость z-проекции магнитного момента от времени. $a = 0.99 \times a_0 = 4.001 \text{ \AA}$;

$K = 3 \text{ мэВ}$; $H_1 = 14.6 \text{ Т}$; минимальное поле переключения $H_2 = 14.7 \text{ Т}$.

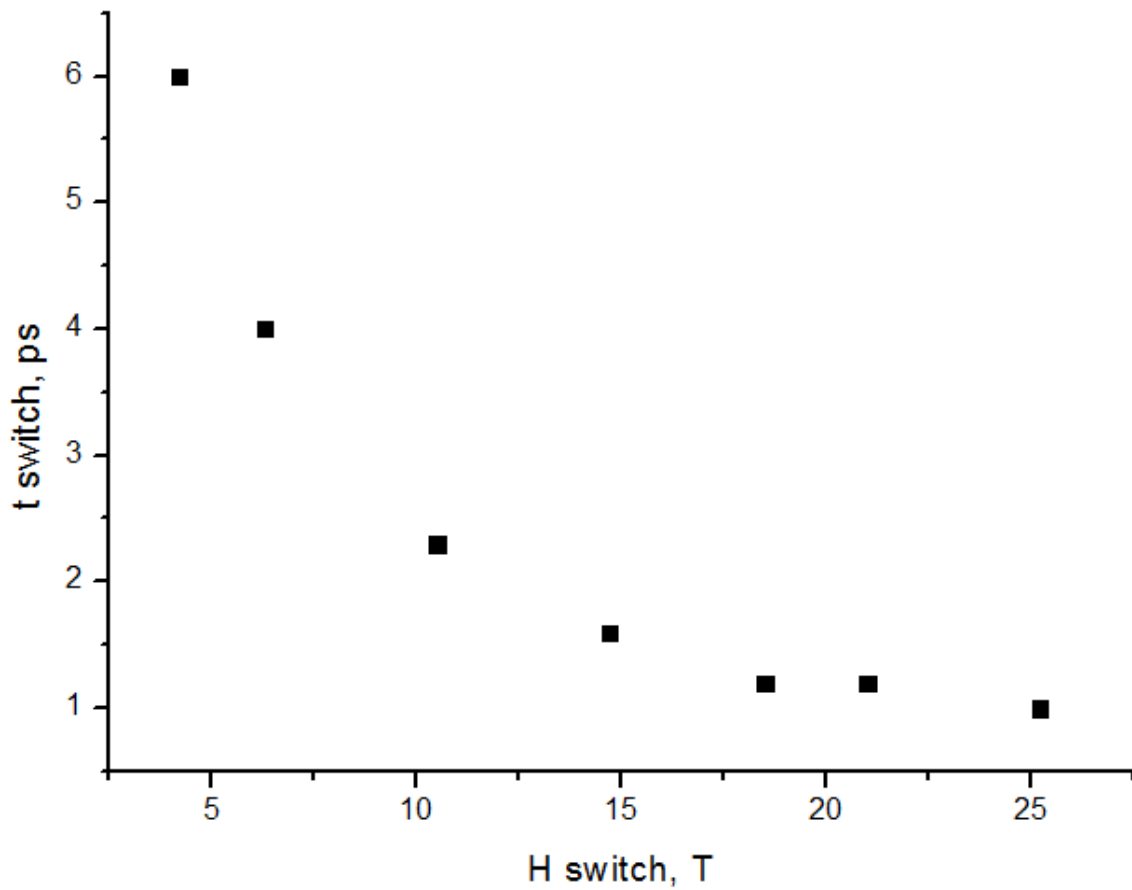


Рисунок 9

Зависимость времени переключения от минимального поля переключения.

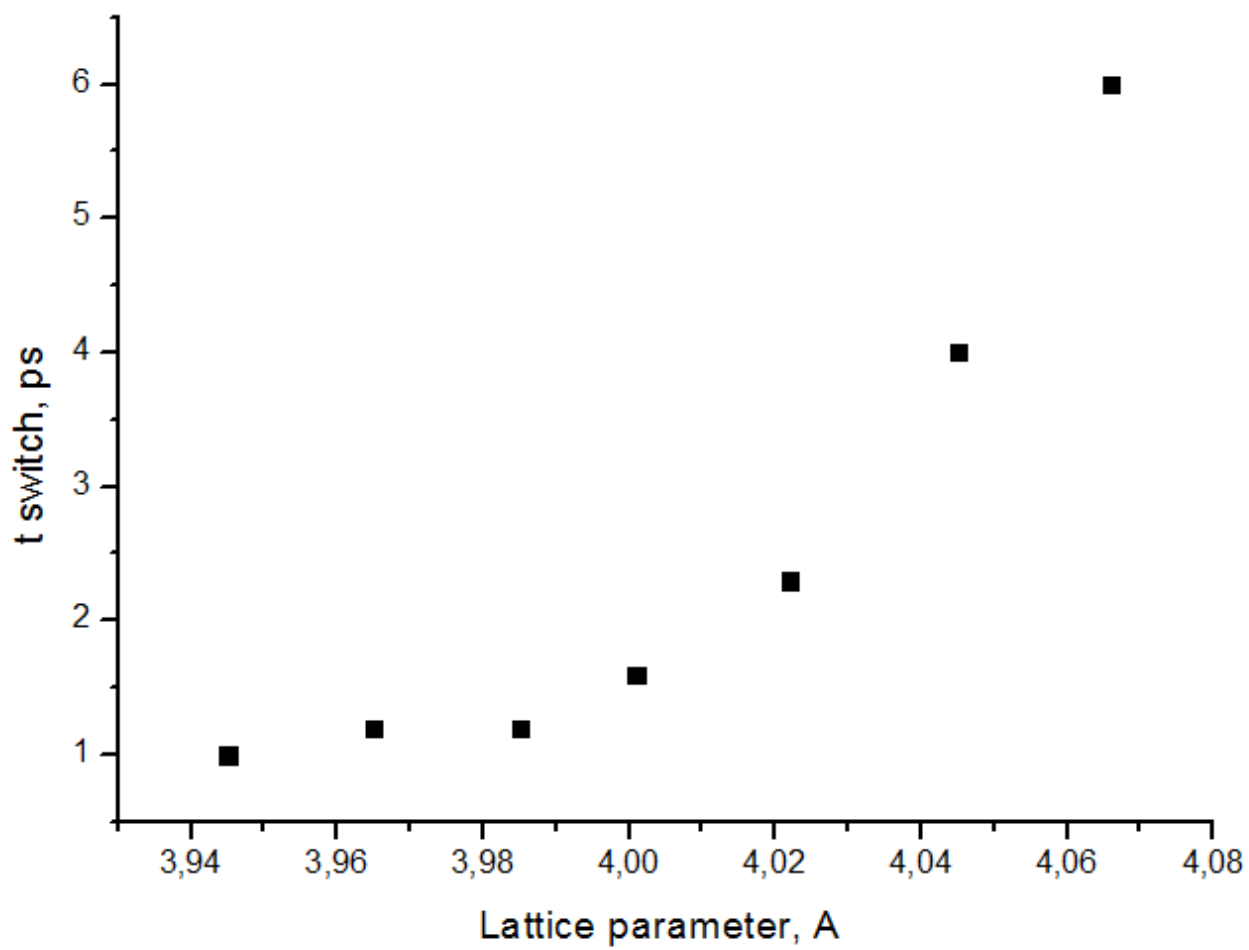


Рисунок 10

Зависимость времени переключения от параметра решетки

ВЫВОДЫ

Данная работа продемонстрировала, что изменение параметра решетки может значительно влиять на время переключения. Подтвердилась гипотеза о связи времени переключения с величиной минимального внешнего магнитного поля, необходимого для переключения, а также с параметром решетки подложки. С увеличением минимального поля переключения время переключения убывает, и возрастает с увеличением параметра решётки. Следовательно, существует возможность управления временем переключения с помощью механического воздействия – растяжения или сжатия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведение исследования был обнаружен новый способ управления временем переключения магнитного момента в одномерных проводках

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- (1) Yiming Huai - Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and Prospects. 38 AAPPS Bulletin December 2008, Vol. 18, No. 6
- (2) O. P. Polyakov, J. G. Korobova, O. V. Stepanyuk, and D. I. Bazhanov - Impact of surface strain on the spin dynamics of deposited Co nanowires. JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 121, 014306 (2017)
- (3) Brovko, O.; Ruiz-Diaz, P.; Dasa, T. R.; Stepanyuk, V. - Controlling magnetism on metal surfaces with non-magnetic means: electric fields and surface charging. J. Phys.: Condens. Matter 2014, 26, 093001.
- (4) D. Sander, C. Schmidhals, A. Enders, and J. Kirschner, Phys. Rev. B 57, 1406 (1998).
- (5) J. Dorantes-Davila and G. M. Pastor, Phys. Rev. Lett. 81, 208 (1998).
- (6) P. Gambardella, M. Blanc, L. Burgi, K. Kuhnke, and K. Kern, Surf. Sci. 449, 93 (2000).
- (7) H. J. Elmers, J. Hauschild, H. Hoche, U. Gradmann, H. Bethge, D. Heuer, and U. Kohler, Phys. Rev. Lett. 73, 898 (1994).
- (8) J. Shen, R. Skomski, M. Klaua, H. Jenniches, S. S. Manoharan, and J. Kirschner, Phys. Rev. B 56, 2340 (1997).
- (9) J. Hauschild, H. J. Elmers, and U. Gradmann, Phys. Rev. B 57, R677 (1998).
- (10) M. Pratzner, H. J. Elmers, M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. 87, 127201 (2001).
- (11) P. Gambardella, A. Dallmeyer, K. Maiti, M. Malagoli, W. Eberhardt, K. Kern, and C. Carbone, Nature 416, 301 (2002).
- (12) R. Cheng, E. Ayieta, and Y. B. Losovyj, J. Vac. Sci. Technol., A 26, 673 (2008).
- (13) J. Korobova, D. Bazhanov, I. Kamynina, K. Abgaryan, and A. Ilyushin, Phys. Solid State 57, 1366 (2015).
- (14) P. Gambardella, M. Blanc, H. Brune, K. Kuhnke, and K. Kern, Phys. Rev. B 61, 2254 (2000).

- (15) J. C. Tung and G. Y. Guo, *Phys. Rev. B* 76, 094413 (2007).
- (16) Q. Dubout, F. Donati, C. Wackerlin, F. Calleja, M. Etzkorn, A. Lehnert, L. Claude, P. Gambardella, and H. Brune, *Phys. Rev. Lett.* 114, 106807 (2015).
- (17) O. O. Brovko, D. I. Bazhanov, H. L. Meyerheim, D. Sander, V. S. Stepanyuk, and J. Kirschner, *Surf. Sci. Rep.* 69, 159 (2014).
- (18) D. Sander, C. Schmidhals, A. Enders, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* 57, 1406 (1998).
- (19) V. S. Stepanyuk, D. I. Bazhanov, A. N. Baranov, W. Hergert, P. H. Dederichs, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* 62, 15398 (2000).
- (20) S. C. Jain and W. Hayes, *Semicond. Sci. Technol.* 6, 547 (1991).
- (21) D. Sander, R. Skomski, A. Enders, C. Schmidhals, D. Reuter, and J. Kirschner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 31, 663 (1998). 19D. Sander, *Rep. Prog. Phys.* 62, 809 (1999).
- (22) P. Juszynski, M. Gryglas-Borysiewicz, J. Szczytko, M. Tokarczyk, G. Kowalski, J. Sadowski, and D. Wasik, *J. Magn. Magn. Mater.* 396, 48 (2015).
- (23) J. Zhou, Q. Wang, Q. Sun, Y. Kawazoe, and P. Jena, *Phys. Chem. Chem. Phys.* 17, 17182 (2015).
- (24) P. V. Lukashev, N. Horrell, and R. F. Sabirianov, *J. Appl. Phys.* 111(7), 07A318 (2012).
- (25) C. Ratsch, A. P. Seitsonen, and M. Scheffler, *Phys. Rev. B* 55, 6750 (1997).
- (26) D. I. Bazhanov, I. V. Mutigullin, A. A. Knizhnik, B. V. Potapkin, A. A. Bagaturyants, L. R. C. Fonseca, and M. W. Stoker, *J. Appl. Phys.* 107, 083521 (2010).
- (27) D. Pesquera, G. Herranz, A. Barla, E. Pellegrin, F. Bondino, E. Magnano, F. Sanchez, and J. Fontcuberta, *Nat. Commun.* 3, 1189 (2012).
- (28) C. Aruta, G. Ghiringhelli, A. Tebano, N. G. Boggio, N. B. Brookes, P. G. Medaglia, and G. Balestrino, *Phys. Rev. B* 73, 235121 (2006).
- (29) A. Tebano, C. Aruta, S. Sanna, P. G. Medaglia, G. Balestrino, A. A. Sidorenko, R. De Renzi, G. Ghiringhelli, L. Braicovich, V. Bisogni, and N. B. Brookes, *Phys. Rev. Lett.* 100, 137401 (2008).

- (30) M. Huijben, L. W. Martin, Y.-H. Chu, M. B. Holcomb, P. Yu, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and R. Ramesh, *Phys. Rev. B* 78, 094413 (2008).
- (31) A. Tebano, A. Orsini, P. G. Medaglia, D. Di Castro, G. Balestrino, B. Freelon, A. Bostwick, Y. J. Chang, G. Gaines, E. Rotenberg, and N. L. Saini, *Phys. Rev. B* 82, 214407 (2010).
- (32) Z. Fang, I. V. Solovyev, and K. Terakura, *Phys. Rev. Lett.* 84, 3169 (2000).
- (33) P. Campiglio, V. Repain, C. Chacon, O. Fruchart, J. Lagoute, Y. Girard, and S. Rousset, *Surf. Sci.* 605, 1165 (2011).
- (34) Landau, L. D.; Lifshitz, E. - On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion* 1935, 8, 153–161.
- (35) R. F. L. Evans, W. J. Fan, P. Chureemart, T. A. Ostler, M. O. A. Ellis, and R. W. Chantrell, *J. Phys.: Condens. Matter* 26, 103202 (2014).
- (36) S. Bhattacharjee, A. Bergman, A. Taroni, J. Hellsvik, B. Sanyal, and O. Eriksson, *Phys. Rev. X* 2, 011013 (2012).
- (37) K. Tao, O. P. Polyakov, and V. S. Stepanyuk, *Phys. Rev. B* 93, 161412 (2016).
- (38) R. Wieser, V. Caciuc, C. Lazo, H. Hlscher, E. Y. Vedmedenko, and R. Wiesendanger, *New J. Phys.* 15, 013011 (2013).
- (39) O. P. Polyakov and V. S. Stepanyuk, *J. Phys. Chem. Lett.* 6, 3698 (2015).