

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

Физический факультет
Кафедра магнетизма
Бакалаврская работа

Изучение синхронизации спин-трансферных нано-осцилляторов
с помощью диполь-дипольного взаимодействия

Работу выполнил:
студент 419 группы
Устинов Константин Андреевич

Научный руководитель:
к.ф.м.н., доцент Котельникова Ольга Анатольевна

Научный консультант:
к.ф.м.н., Стрелков Никита Викторович

Зав. кафедрой магнетизма
Д. ф.-м. н., профессор Перов Н.С.

Москва
2023

Содержание

1	Введение	2
2	Обзор литературы	4
2.1	Эффект туннельного магнитосопротивления	4
2.2	Спин-трансферный эффект	5
2.3	Однодоменное приближение	8
2.4	Одиночный СТНО с эллиптичностью	9
2.5	Синхронизация СТНО	11
3	Теоретическая модель	15
3.1	Уединенный СТНО	15
3.2	Два взаимодействующих СТНО	18
4	Результаты и обсуждение	20
5	Основные результаты и выводы	25

1 Введение

Спин-поляризованный ток в наноструктурах можно использовать для возбуждения постоянных колебаний намагниченности за счет эффекта переноса спинового крутящего момента (спинового торка). Исследование этой прецессии, возникающей из-за компенсации диссипации энергии прецессии намагниченности за счёт эффекта спинового торка, представляет большой интерес как с точки зрения фундаментального изучения динамики наноразмерных магнитных систем, так и с точки зрения создания модулируемых по частоте СВЧ-генераторов. Частота таких наноосцилляторов может быть настроена с помощью приложенного внешнего поля или напряжения.

Однако мощность, создаваемая одиночным наноосциллятором на эффекте спинового торка (СТНО), находится в диапазоне от пико- до нановатт, чего недостаточно для каких-либо практических приложений. Увеличение выходной мощности СТНО необходимо их для успешного применения в качестве источников высокочастотного магнитного поля.

Перспективным методом усиления мощности генерируемого ВЧ-поля СТНО является использование массивов (десятков или сотен) когерентных наноосцилляторов, синхронизируемых с помощью диполь-дипольного взаимодействия. Большая выгода этого метода заключается в том, что так как плотность энергии электромагнитного поля пропорциональна квадрату напряженности поля (то есть квадрату амплитуды), следовательно мощность пропорциональна квадрату числа СТНО, прецессирующих синфазно. Этот массив позволяет создавать не только ВЧ-сигнал большой мощности, но и использовать эту систему для нейроморфных вычислений.

Важной особенностью СТНО с перпендикулярной МТП-структурой (то есть в которой наблюдается эффект магнитного туннельного перехода) является линейная зависимость частоты колебаний от приложенного напряжения и независимость от перпендикулярно приложенного внешнего поля. Это свойство позволяет создавать устойчивый ВЧ-сигнал, который можно модулировать с помощью простого изменения приложенного напряжения и использовать для передачи информации на короткие расстояния, например для создания чипов радиочастотной идентификации.

Для более детального понимания свойств массивов взаимодействующих СТНО необходимо рассмотреть взаимодействие двух СТНО. Ранее были рассмотрены системы из двух взаимодействующих круглых СТНО [1] и уединенный СТНО с эллиптичностью [2]. Наша идея заключается в объединении этих подходов.

Целью данной работы является построение модели (и её численный расчет), ведущей к улучшению синхронизации двух СТНО, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия, за счёт использования эллиптичности формы СТНО.

2 Обзор литературы

2.1 Эффект туннельного магнитосопротивления

Спинтроника (или спиновая электроника) — постоянно расширяющаяся область исследований и разработок на стыке магнетизма и электроники. Она направлена на использование квантовых характеристик электронов, то есть их спина, для создания новых функций и новых устройств. Устройства спинтроники содержат магнитные слои, которые служат спиновыми поляризаторами или анализаторами, разделенные диамагнитными слоями, через которые проходят спин-поляризованные электроны. Считается, что спинтроника начала своё существование в 1988 году с открытия эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС), который соответствует большому изменению сопротивления магнитного "сэндвича" под действием магнитного поля [3]. Чуть позже были изобретены спин-вентильные конструкции [4]. Последние проявляют ГМС в малых полях и, таким образом, представляют собой очень чувствительные датчики магнитного поля. Они могут быть использованы для создания головок считывающих элементов компьютерных дисков. В 1975 году был открыт эффект туннельного магнитосопротивления (ТМС) в низких температурах [5], который тогда не нашёл себе практического применения. В 1995 году был обнаружен эффект ТМС при комнатной температуре в магнитных туннельных переходах (МТП) [6, 7]. Мы рассматриваем только упрощенную МТП-структуру, главными элементами которой являются два ферромагнитных слоя, разделенных тонким изолирующим слоем. Этот стек размещается между нижним и верхним электродом. При подаче напряжения смещения между этими электродами ток течет перпендикулярно интерфейсам. Электроны при этом туннелируют через изолирующий барьер, толщиной обычно от 1 до 2 нм. Электроны, вышедшие из одного ферромагнитного слоя, поляризованы по спину в направлении, параллельном намагниченности этого излучающего электрода. Их вероятность пройти через барьер зависит от намагниченности приемного электрода. Следовательно, сопротивление МТП-структуры зависит от относительной ориентации намагниченности в двух ферромагнитных слоях, прилегающих к барьеру, как это имело место для гигантского магнитосопротивления.

В МТП структурах на основе окиси алюминия был получен эффект ТМС порядка 20-50 % [6, 7], однако гораздо больший эффект был получен при использовании оксида марганца (MgO) [8, 9], в упомянутых работах эффект ТМС достигал 400% при комнатной температуре, что обусловлено кристаллической структурой MgO. В таких структурах - МТП с кристаллическим барьером - возникает фильтрация туннелирующих электронов согласно симметрии их волновой функции. Электроны, волновая функция которых имеет симметрию, совместимую с волновой функции электронов кристаллической решетки оксида марганца, туннелируют гораздо лучше, чем электроны у которых такая совместимость отсутствует [10, 11].

2.2 Спин-трансферный эффект

Использование спин поляризованного тока для возбуждения стационарной прецессии намагниченности в наноструктурах за счет эффекта спиного торка было впервые предложено Слончевским и Бергером в 1996 году [12, 13] и экспериментально подтверждено несколькими годами спустя [14, 15, 16]. Это явление можно пояснить используя схему на Рис.1 [17]. Рассмотрим гетероструктуру состоящую из двух ферромагнитных слоев (Co) разделенных диамагнитным проводником (Cu). Когда ток течет справа налево (а электроны, соответственно, слева направо), то электроны проводимости становятся спин-поляризованными когда они проходят через левый ферромагнитный слой вследствие эффекта спин-зависимого рассеяния (согласно которому вероятность рассеяния электрона со спином, антипараллельным направлению намагниченности больше, чем у электронов со спином, параллельным направлению намагниченности). Вследствие этого, ток электронов из левого ферромагнетика (Co), называемого поляризатором, имеет суммарную спиновую поляризацию, направленную параллельно намагниченности этого слоя.

Затем спин-поляризованные электроны проводимости дрейфуют через диамагнитный изолятор (Cu) и достигают границы раздела правого слоя (Co). Затем электроны частично отражаются и частично проходят через границу раздела Cu/Co. Спин прошедших электронов прецессирует некогерентно вокруг локального обменного поля, которое

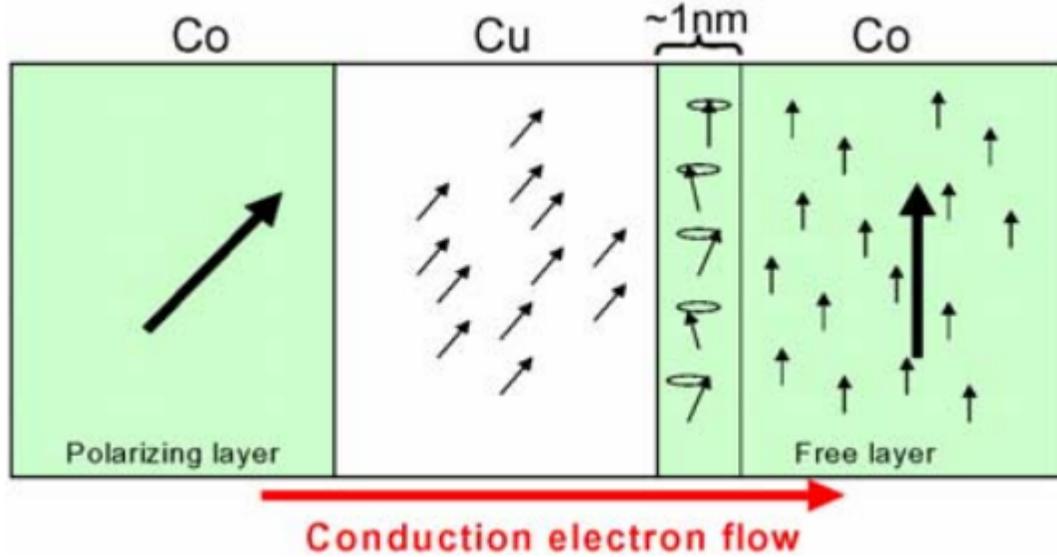


Рис. 1: Схематическое представление спин-трансферного эффекта.

направлено вдоль намагниченности правого электрода. В результате на очень коротком расстоянии порядка 1 нм направление спиновой поляризации налетающих электронов переориентируется вдоль направления локальной намагниченности. Эта переориентация спиновой поляризации генерирует входящий поток углового момента, который передается локальной намагниченности и приводит к возникновению крутящего момента.

На Рис.2а изображена МТП-структура с перпендикулярно намагниченным опорным слоем, то есть слоем с фиксированной намагниченностью, которая не меняется. В такой конфигурации спин-трансферный эффект приводит к возникновению прецессии намагниченности в свободном слое в режиме "выхода из плоскости"(ИП) [18]. По сравнению с режимом "в плоскости"(ВП) [19], при режиме ИП амплитуда колебаний намагниченности больше, а следовательно увеличивается амплитуда генерируемого ВЧ-сигнала.

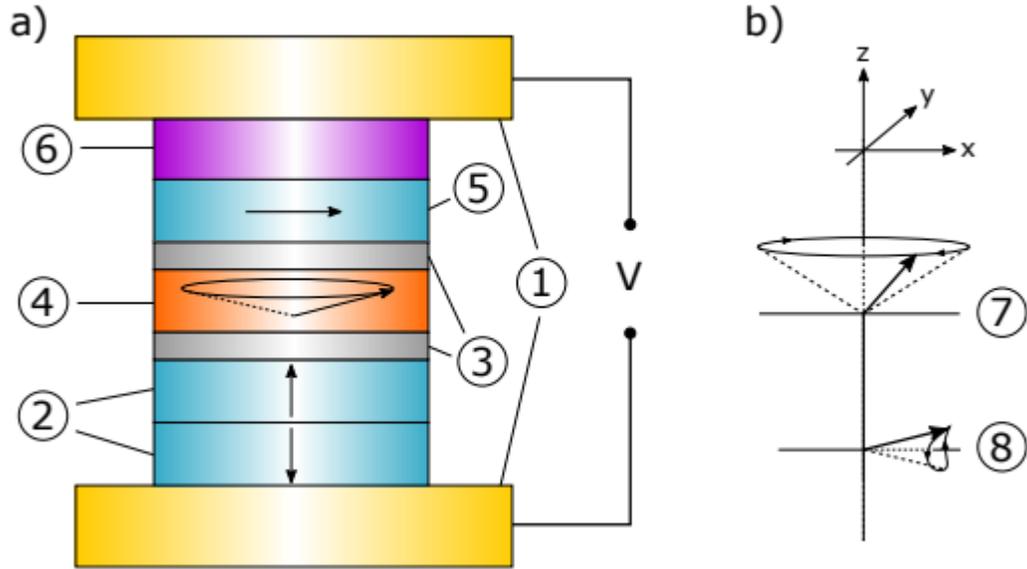


Рис. 2: (а) Пример гетероструктуры с перпендикулярно намагниченным опорным слоем “2”. “1”- проводящие электроды, “2” - синтетический антиферромагнетик, состоящий из закреплённого (\uparrow) и опорного (\downarrow) слоя, “3” - изолятор, “4” - свободный слой, “5” - анализатор, “6” - антиферромагнетик, V - приложенное напряжение. (б) Режимы прецессии намагниченности свободного слоя. “7” - режим прецессии с “выходом из плоскости” (ИП), “8”- режим прецессии “в плоскости” (ВП).

В этой работе [2] рассматривается одиночная МТП-структура с учётом эллиптичности. Авторы данной статьи анализируя решение уравнения Ландау-Лифшица с помощью асимптотического метода приходят к выводу, что наличие ненулевой эллиптичности МТП-структуры до 20 % не изменяет частоту ИП-прецессии СТНО более чем на 0.1%, а также получили формулу для частоты ИП-прецессии свободного слоя СТНО с учетом его эллиптичности. Также в данной работе были получены зависимости прецессии вектора намагниченности, отличающиеся от синусоидальных (см. рис.4а), что говорит о том что вектор намагниченности проводит большее время вдоль короткой

стороны. Этот результат необходимо использовать для улучшения синхронизации двух эллиптических СТНО.

2.3 Однодоменное приближение

Следует отметить, что размеры исследуемой структуры сильно влияют на получаемые результаты. В статье[2] для анализа системы использовалось так называемое однодоменное или макроспин-приближение. Такое приближение означает, что намагниченность внутри свободного слоя не зависит от координат и изменяется со временем как единое целое – один магнитный момент. В случае, когда система не удовлетворяет ограничениям на размер, рассматривать её в однодоменном приближении нельзя и нужно использовать модель вихря(vortex).

Такая вихревая конфигурация тоже может быть использована для СТНО, однако из-за её структуры она сильно проигрывает СТНО, находящемуся в однодоменной конфигурации по возможному значению получаемой частоты и амплитуды ВЧ-сигнала [21]. Нас непосредственно интересует зона II из рис.3, именно в этой области система находится в однодоменном состоянии.

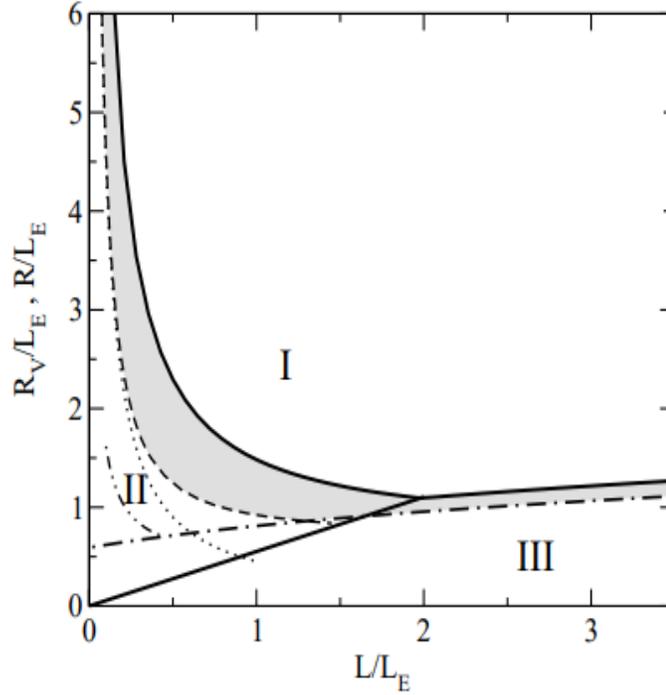
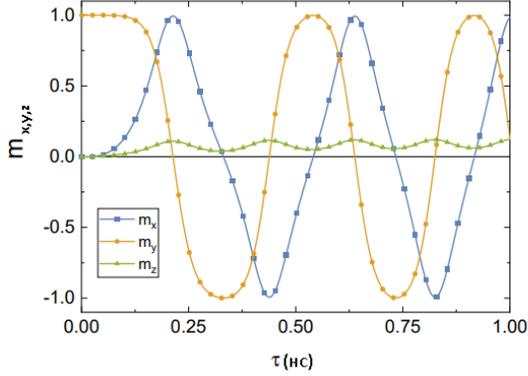


Рис. 3: Фазовая диаграмма возможной конфигурации СТНО. Римскими цифрами отмечены области, разделенные сплошными линиями, соответствующие различным основным состояниям системы: (I) вихревое состояние, (II) однородно намагниченное в плоскости и (III) однородно намагниченное параллельно оси цилиндра. Заштрихованной областью отмечен диапазон геометрических параметров цилиндра, где вихри метастабильны, ниже этой области полных вихрей быть не может. L_e - т.н. обменная длина, R_v -радиус равновесия вихря. Рис. из работы [20]

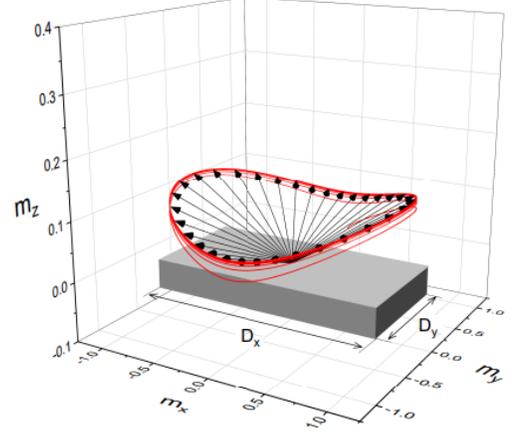
2.4 Одиночный СТНО с эллиптичностью

Как уже было ранее отмечено, в работе [2] рассматривался одиночный свободный слой МТП-структуры с перпендикулярно намагниченным опорным слоем в макроспин приближении. В результате численного моделирования в данной работе были получены зависимости стационарной прецессии намагниченности свободного слоя в режиме ИП при

наличии эллиптичности(см. рис.4).



(a) Зависимость компонент вектора намагниченности \mathbf{m} от времени при стационарной ИП-прецессии намагниченности свободного слоя СТНО.



(b) Трёхмерная траектория вектора намагниченности \mathbf{m} при стационарной ИП-прецессии намагниченности свободного слоя СТНО.

Рис. 4: Параметры системы: $M_s = 10^6$ А/м, $\alpha = 0.01$, $V = 0.07$ В, $H_z = 0$ А/м, $D_y = 100$ нм, $D_x = 130$ нм, $t = 3$ нм, $a_{\parallel} = 16$ мТл/В.

Из приведенных данных(рис. 4a) видно, что вследствие возникающей(из-за формирования эллиптичности) анизотропии формы в нанобразце, вектор намагниченности, прецессирующий вдоль оси Z, большую часть времени проводит вдоль короткой стороны. Поэтому, необходимо ввести понятие "времени жизни" проекции колебания вектора намагниченности. Таким образом, время жизни вдоль оси X будет больше времени жизни вдоль оси Y. Данную особенность необходимо учитывать при размещении и взаимной ориентации СТНО в массиве осцилляторов, это может помочь в улучшении синхронизации осцилляторов не только по частоте, но и по фазе.

2.5 Синхронизация СТНО

Как уже было сказано в предыдущем пункте, особенностью СТНО с эллиптичностью является предпочтительность вектора намагниченности находиться вдоль короткой стороны. Размещая два СТНО длинными сторонами друг к другу, в случае когда намагниченности свободных слоев этих СТНО будут преимущественно ориентированы вдоль своих коротких сторон, получим улучшение синхронизации. Важной особенностью является необходимость синхфазности колебаний, потому что когерентные колебания в противофазе будут давать нулевой суммарный сигнал.

На рис. 5 изображены упрощенные конфигурации возможного размещения двух эллиптических СТНО. Соответственно на рисунке 5.a,d показаны не предпочтительные кон-

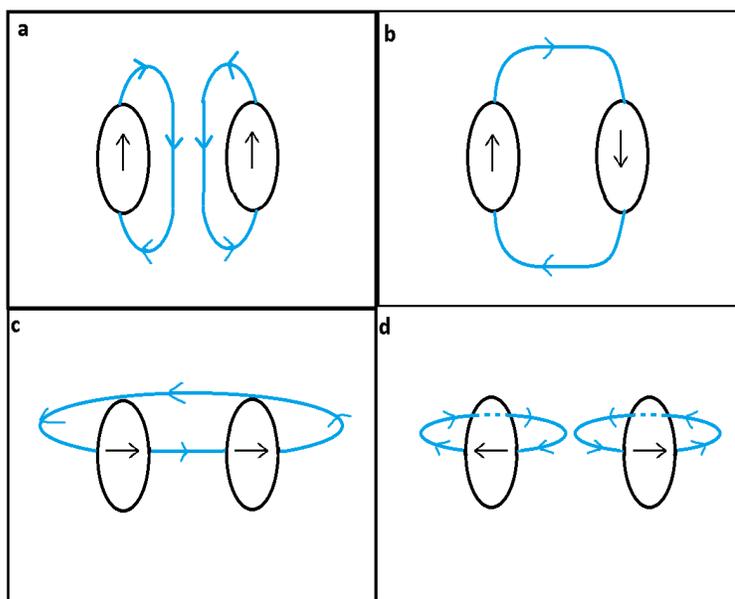


Рис. 5: Черные эллипсоиды - свободные слои двух эллиптических СТНО, черные стрелки - вектора намагниченности свободных слоев СТНО, синие кривые и стрелки - создаваемые СТНО магнитные поля.

фигурации двух СТНО, а на 5.b,c предпочтительные, однако конфигурация 5.b хоть и является предпочтительной, амплитуда суммарного сигнала такой системы будет мала

из-за того что колебания происходят в противофазе.

В данных конфигурациях большую роль играет эллиптичность каждого из СТНО. Дело в том, что в случае неэллиптичных СТНО, все конфигурации будут равнозначны, так как соответствующие времена жизни вдоль осей будут одинаковы. В случае же учета эллиптичности, время жизни вдоль короткой оси будет больше, а следовательно предпочтительным состоянием будет состояние с наибольшим временем жизни. Поэтому, рассматривая рис.5 можно сделать выводы о том, что состоянию 5.b предшествует состояние 5.d, а состоянию 5.c состояние 5.a. В цепочке 5.d-5.b время жизни вдоль короткой оси меньше, чем в цепочке 5.a-5.c, поэтому система будет стремиться идти по цепочке 5.a-5.c.

Существуют различные способы синхронизации СТНО: устройства, основанные на эффекте спинового торка с несколькими наноконтактами (по аналогии с джозефсоновскими) [22], в которых намагниченность во всех областях наноконтактов может быть зафиксирована в одной и той же фазе с помощью распространяющихся спиновых волн [23]; с помощью спаренных электрических цепочек [24]. Также известен метод синхронизации СТНО с перпендикулярно намагниченным опорным слоем в режиме ИП-колебаний свободного слоя с помощью дипольного взаимодействия [25]. Схематичное изображение конфигурации пары взаимодействующих СТНО, используемой в работе [25] приведено на Рис.6.

В работе [1] была рассмотрена конфигурация пары одинаковых СТНО с круглым сечением и получены зависимости расстояния начала синхронизации такой системы. На рис.7 представлена модель исследуемой системы в работе [1].

Полученные в этой работе зависимости расстояния синхронизации приведены на рис.8.Из приведенных зависимостей видно, что при определенном расстоянии между краями пары СТНО начинается когерентная прецессия осцилляторов, а если расстояние между краями больше критического, то синхронизация нарушается и колебания в системе становятся асинхронными, в пределе(на бесконечности друг от друга) частоты каждого из этих осцилляторов станут равными частотам одиночных осцилляторов без

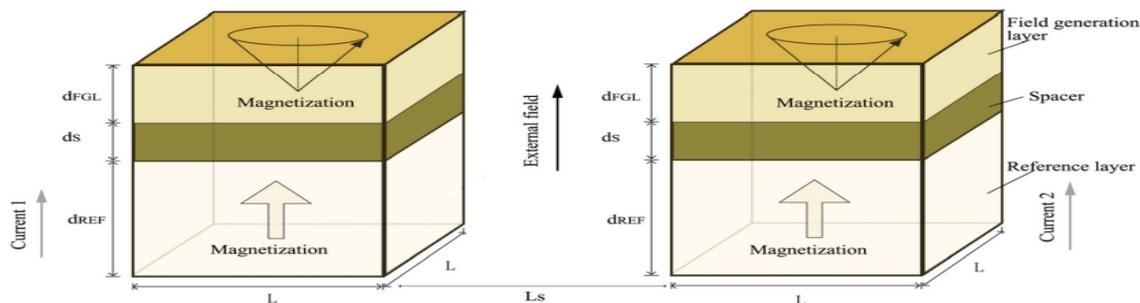


Рис. 6: Конфигурация состоит из плоского свободного слоя (field generation layer) и перпендикулярного опорного слоя (reference layer). Параметры пары идентичных СТНО: $L = 20$ нм, $L_s = 40-60$ нм, $d_{FGL} = 10$ нм, $d_S = 2$ нм и $d_{REF} = 20$ нм.

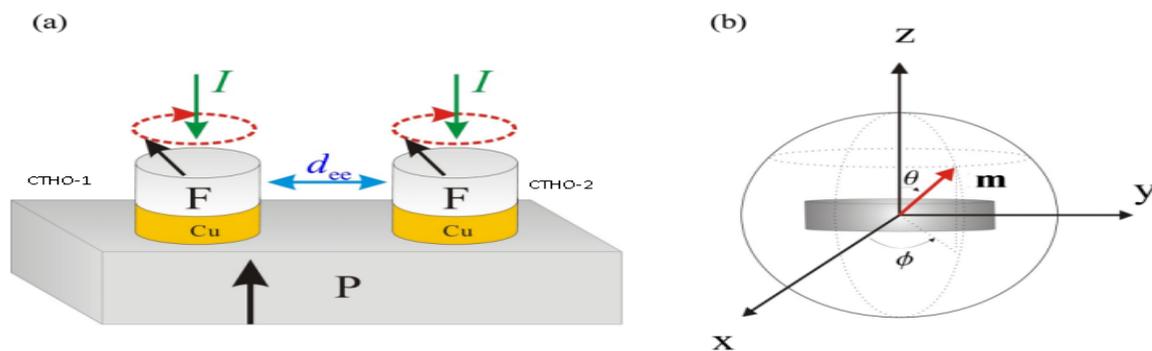


Рис. 7: (a) Упрощённая схема двух взаимодействующих осцилляторов. d_{ee} – расстояние между СТНО от края до края, F – свободный слой, P – опорный слой (спиновый поляризатор) (b) Единичный вектор \mathbf{m} намагниченности свободного слоя в полярных координатах (θ, ϕ) [1]

взаимодействия

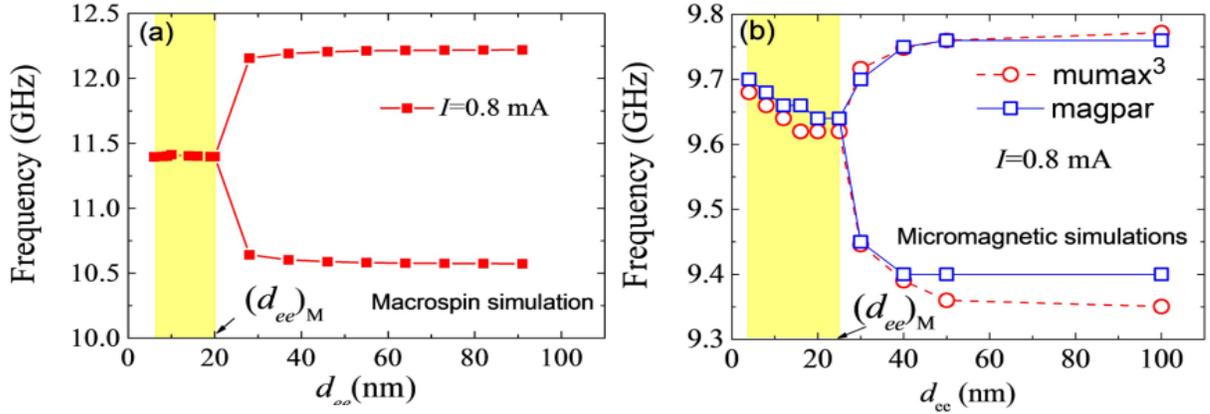


Рис. 8: Частоты прецессии двух неидентичных (по параметру спиновой поляризации тока 0.38 и 0.44 соответственно) СТНО в зависимости от расстояния d_{ee} от края до края. $I = 0,8$ мА. Желтым - область параметров состояния фазовой синхронизации. $((d_{ee})_M)$ - максимальное расстояние от края до края в состоянии фазовой синхронизации. (a) Результаты моделирования в макроспин приближении. (b) Результаты микромагнитного моделирования, в которых красная и синяя кривые являются результатом моделирования в MuMax3 и magpar соответственно.

В связи с вышеизложенным, необходимо использовать результаты, полученные в работах других авторов, с целью построения модели, улучшающей синхронизацию системы двух СТНО: так, например, в работе [1] рассматривались два взаимодействующих СТНО, но без эллиптичности, а в работе [2] рассматривался уединенный СТНО с эллиптичностью. Наша идея заключается в объединении этих подходов для построения модели двух взаимодействующих СТНО, с учетом эллиптичности каждого из них, для построения системы, синхронизация которой будет лучше, чем в вышеописанных моделях.

3 Теоретическая модель

3.1 Уединенный СТНО

Рассмотрим свободный слой одиночной МТП структуры, через который протекает ток J_z с поляризацией \mathbf{p} , направленной перпендикулярно плоскости слоя, вдоль оси OZ (Рис. 9) [2].

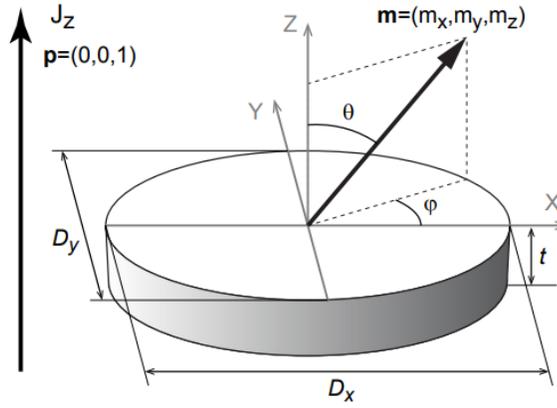


Рис. 9: Упрощённая однодоменная модель ферромагнитного свободного слоя в перпендикулярной МТП-структуре при протекании через неё спин-поляризованного тока. \mathbf{m} – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности свободного слоя, t – толщина, а $D_{x,y}$ – длины свободного слоя в форме эллипса в направлении x и y , соответственно.

В однодоменном приближении свободная энергия свободного слоя в системе единиц СИ записывается как:

$$E = -\mu_0 M_s \mathbf{H}_{\text{ext}} * \mathbf{m} + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sum_{i=x,y,z} N_i^2 m_i \quad (1)$$

где \mathbf{m} - единичный вектор вдоль намагниченности свободного слоя, M_s - намагниченность насыщения, \mathbf{H}_{ext} - внешнее однородное магнитное поле, N_i - диагональные компоненты тензора размагничивания и μ_0 - магнитная постоянная. Динамика намагничен-

ности свободного слоя описывается уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта с дополнительными слагаемыми [26]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -\gamma(\mathbf{m} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{d\tau}) - \gamma a_{\parallel} V [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{p}]] \quad (2)$$

где γ – гиромагнитное отношение свободных электронов, α – константа затухания Гильберта, \mathbf{p} – единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя (вектор поляризации), a_{\parallel} – феноменологическая спинтранспортная константа и V – приложенное напряжение. Эффективное поле \mathbf{H}_{eff} рассчитывается из свободной энергии (1):

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{pmatrix} - M_s \begin{pmatrix} N_x m_x \\ N_y m_y \\ N_z m_z \end{pmatrix} \quad (3)$$

Принимая во внимание постоянство модуля вектора \mathbf{m} ($|\mathbf{m}| = 1$) и переходя в сферические координаты, уравнение (2) с эффективным полем (3) может быть преобразовано в систему двух уравнений:

$$\dot{\theta} = -\gamma'_0 M_s [-\alpha \cos \theta (N_{\perp} + N_{\parallel} \cos 2\phi) + \alpha \frac{H_z}{M_s} + N_{\parallel} \sin 2\phi + \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0 M_s}] \sin \theta \quad (4)$$

$$\dot{\phi} = \gamma'_0 M_s [-\cos \theta (N_{\perp} + N_{\parallel} \cos 2\phi) + \frac{H_z}{M_s} - \alpha N_{\parallel} \sin 2\phi - \alpha \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0 M_s}]$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \gamma'_0 &= \frac{\gamma \mu_0}{1 + \alpha^2} \\ N_{\perp} &= N_z - \frac{N_x + N_y}{2} \\ N_{\parallel} &= \frac{N_y - N_x}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

Система уравнений (4) имеет аналитическое решение в стационарном случае, когда $\dot{\phi} = \dot{\theta} = 0$:

$$\cos \theta = \frac{H_z}{M_s} \left[N_{\perp} \pm N_{\parallel} \sqrt{1 - \left(\frac{a_{\parallel} V}{\mu_0 M_s N_{\parallel}} \right)^2} \right]^{-1} \quad (6)$$

$$\cos \phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{a_{\parallel} V}{\mu_0 M_s N_{\parallel}} \right)^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Из (6) очевидно, что стационарное решение существует тогда, когда удовлетворяется условие:

$$|V| \leq V_{th} = \frac{\mu_0 M_s N_{\parallel}}{a_{\parallel}} = \mu_0 M_s \frac{|N_y - N_x|}{2a_{\parallel}} \quad (7)$$

Физический смысл (7) заключается в том, что у свободного слоя с ненулевой эллиптичностью в основном состоянии, намагниченность направлена вдоль большей оси в результате возникающей анизотропии формы. Чтобы преодолеть этот энергетический барьер и вызвать стационарную прецессию вектора намагниченности, необходимо приложить к электродам достаточное для этого напряжение V_{th} . При этом прецессия может сохраняться и при напряжениях меньших, чем V_{th} . В симметричном случае ($N_x = N_y$) статического решения (6) не существует, и система прецессирует при любом $V > 0$. В симметричном случае существует решение системы (4) для стационарной ИП-прецессии в случае $\dot{\theta} = 0$, полученное ранее в работе [27]. Если положить $N_{\parallel} = 0$ и $\dot{\theta} = 0$, то круговая частота стационарной ИП-прецессии выразится как:

$$\omega_0 = \dot{\phi} = \gamma \frac{a_{\parallel} V}{\alpha} \quad (8)$$

Из (8) следует, что частота ИП-прецессии линейно зависит от приложенного напряжения и не зависит от величины внешнего перпендикулярного магнитного поля. Это важное свойство СТНО позволяет легко модулировать ВЧ-сигнал, изменяя приложенное напряжение и гарантирует хорошую помехоустойчивость по отношению к внешним магнитным полям.

Как уже было упомянуто ранее, формула для частоты стационарной ИП-прецессии одиночного СТНО с учётом его эллиптичности была получена в статье [2]. Ниже приведена эта формула без вывода.

$$2\pi f \approx \omega_0 - N_{\parallel}^2 \frac{\omega_M^2}{\omega_0} \times \left[1 - \frac{\xi_0}{2} \frac{N_{\perp} \omega_M}{2\omega_0} + \frac{1}{2} \left(\frac{N_{\perp} \omega_M}{2\omega_0} \right)^2 \right] \quad (9)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \omega_M &= \gamma'_0 M_s \\ \omega_J &= \gamma'_0 \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0} \\ \omega_H &= \gamma'_0 H_z \end{aligned} \quad (10)$$

ξ_0 - средний угол стационарной ИП-прецессии, выражающийся как:

$$\xi_0 = \cos \theta_0 = \frac{\alpha \omega_H + \omega_J}{\alpha N_{\perp} \omega_M} \quad (11)$$

3.2 Два взаимодействующих СТНО

В случае, если рассматривать систему из двух взаимодействующих СТНО, аналогичным образом можно получить систему уравнений:

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_1 &= (\sin \theta_1 \cos \phi_1, \sin \theta_1 \sin \phi_1, \cos \theta_1) \\ \mathbf{m}_2 &= (\sin \theta_2 \cos \phi_2, \sin \theta_2 \sin \phi_2, \cos \theta_2) \end{aligned} \quad (12)$$

Где \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 - единичные векторы вдоль намагниченностей свободных слоев пары СТНО в полярной системе координат. Соответствующая им система уравнений Ландау-

Лифшица будет иметь вид:

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{d\tau} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} ([\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{1eff}] + \alpha [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{1eff}]])$$

$$\frac{d\mathbf{m}_2}{d\tau} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} ([\mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_{2eff}] + \alpha [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_{2eff}]])$$
(13)

Эффективные поля \mathbf{H}_{1eff} и \mathbf{H}_{2eff} , действующие на соответствующий свободный слой выражаются как:

$$\mathbf{H}_{1eff} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0} [\mathbf{m}_1 \times \mathbf{p}] - M_s \begin{pmatrix} N_x m_{1x} \\ N_y m_{1y} \\ N_z m_{1z} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} D_x m_{2x} \\ D_y m_{2y} \\ D_z m_{2z} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{H}_{2eff} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} + \frac{a_{\parallel} V}{\mu_0} [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{p}] - M_s \begin{pmatrix} N_x m_{2x} \\ N_y m_{2y} \\ N_z m_{2z} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} D_x m_{1x} \\ D_y m_{1y} \\ D_z m_{1z} \end{pmatrix}$$
(14)

Здесь N_i - диагональные компоненты размагничивающего тензора, D_i - диагональные компоненты тензора диполь-дипольного взаимодействия. Они берутся из приближения прямоугольных призм и рассчитываются из аналитической формулы, которая взята из работы [28].

Преимущество данной модели, которая ранее никем не рассматривалась, заключается в том, что с используя её можно описать не только взаимодействие двух одинаковых по форме СТНО, что уже было рассмотрено в других моделях, но и учесть их эллиптичность, что выгодно отличает её от вышеописанных и даёт возможность получить новые результаты.

Важно отметить, что приведенная выше система уравнений аналитического решения не имеет и решается только численно. Программы для расчёта соответствующих компонент тензоров и для численного решения системы уравнений выполнялись в пакете Wolfram Mathematica, а обработка результатов в пакете Origin.

4 Результаты и обсуждение

Численное решение системы уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта проводилось с помощью программы, реализованной в пакете Wolfram Mathematica. Объектом исследования являлась система из двух СТНО с эллиптичностью и их частот стационарной ИП-прецессии. В случае, когда частоты прецессии двух осцилляторов совпадали, система считалась синхронизованной.

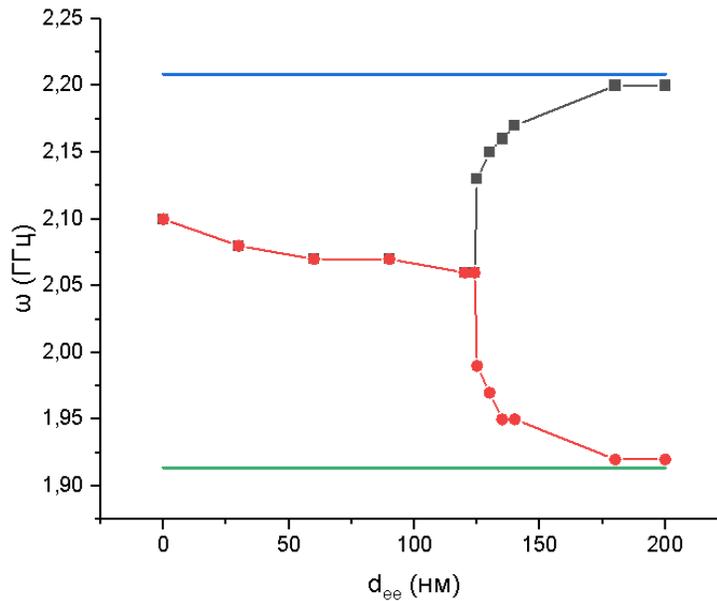


Рис. 10: График зависимости частоты синхронизации пары СТНО, повернутых длинными сторонами друг к другу. Чёрным обозначена частота первого СТНО, красным второго. Синяя и зеленая прямые обозначают стационарную ИП-прецессию с учетом эллиптичности для первого и второго изолированных СТНО соответственно, рассчитанные по формуле 9. Параметры системы: $D_x = 50$ нм, $D_y = 52$ нм, $t = 3$ нм, $V = 0.05$ В, $\alpha = 0.01$, $M_s = 10^6$ А/м, $H_z = 0$ А/м, $a_{||1} = 16$ мТл/В, $a_{||2} = 14$ мТл/В

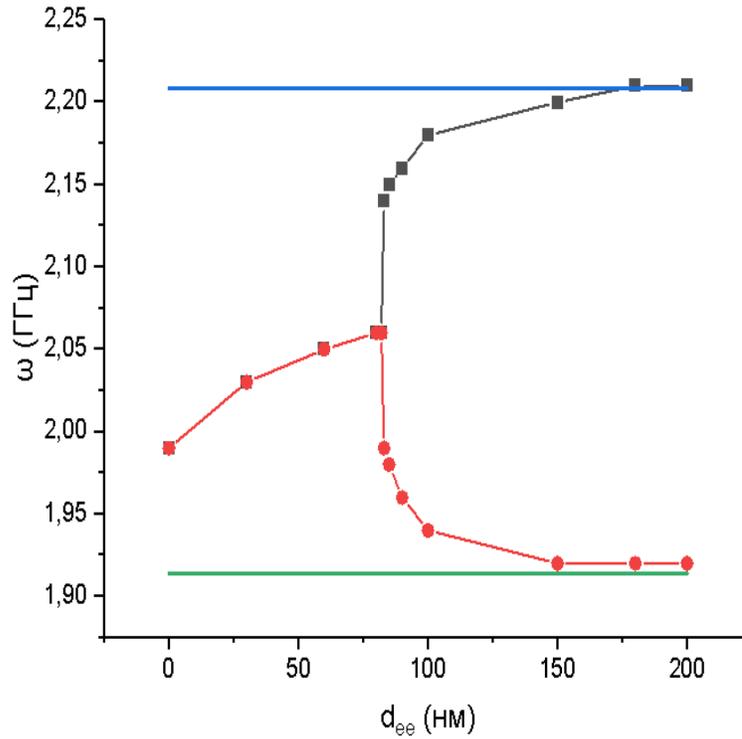


Рис. 11: График зависимости частоты синхронизации пары СТНО, повернутых короткими сторонами друг к другу. Параметры системы и условные приведены на рис.10

На рис.10,11 представлены графики зависимости синхронизации пары СТНО при различных конфигурациях. В данном случае эллиптические СТНО различаются значениями их транспортных констант. Расстоянием синхронизации называем максимальное расстояние между краями пары СТНО, при которой ИП-прецессии их свободных слоёв когерентны.

Анализируя полученные данные, можно прийти к выводу, что расположение пары СТНО длинными или короткими сторонами друг к другу влияет на получаемое расстояние синхронизации (124 и 83 нм соответственно) и что лучший результат достигается при ориентации их длинными сторонами друг к другу.

На рис. 12 изображен график зависимости критического расстояния от эллиптичности СТНО для 2х конфигураций. Согласно полученным данным, увеличение эллиптично-

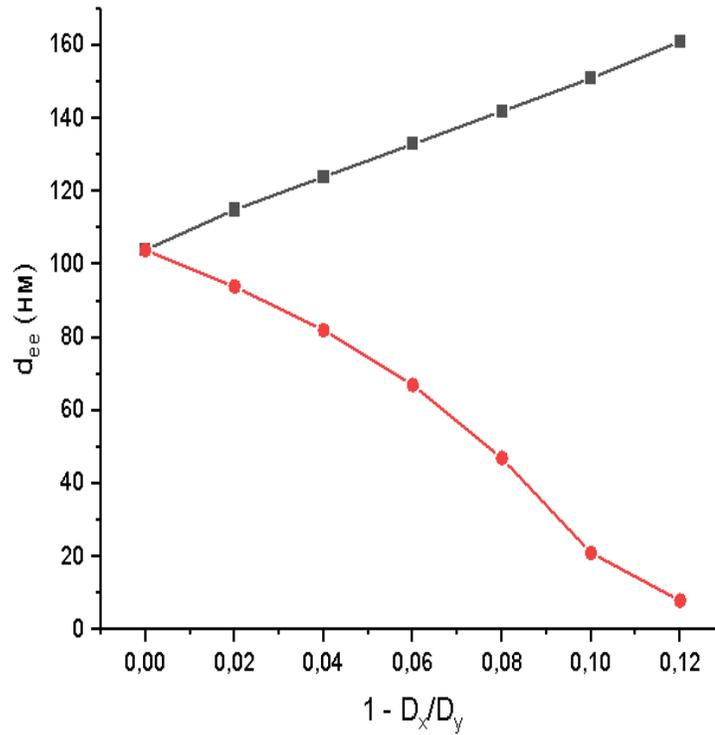


Рис. 12: График зависимости критического расстояния синхронизации для пары СТНО с различной эллиптичностью. Черным цветом-СТНО, расположенные длинными сторонами друг к другу, красным цветом-короткими сторонами друг к другу. Остальные параметры системы такие же, как и на рис.10

сти пары СТНО при их ориентации длинными сторонами друг к другу положительно сказывается на качестве синхронизации, а ориентация короткими сторонами негативно.

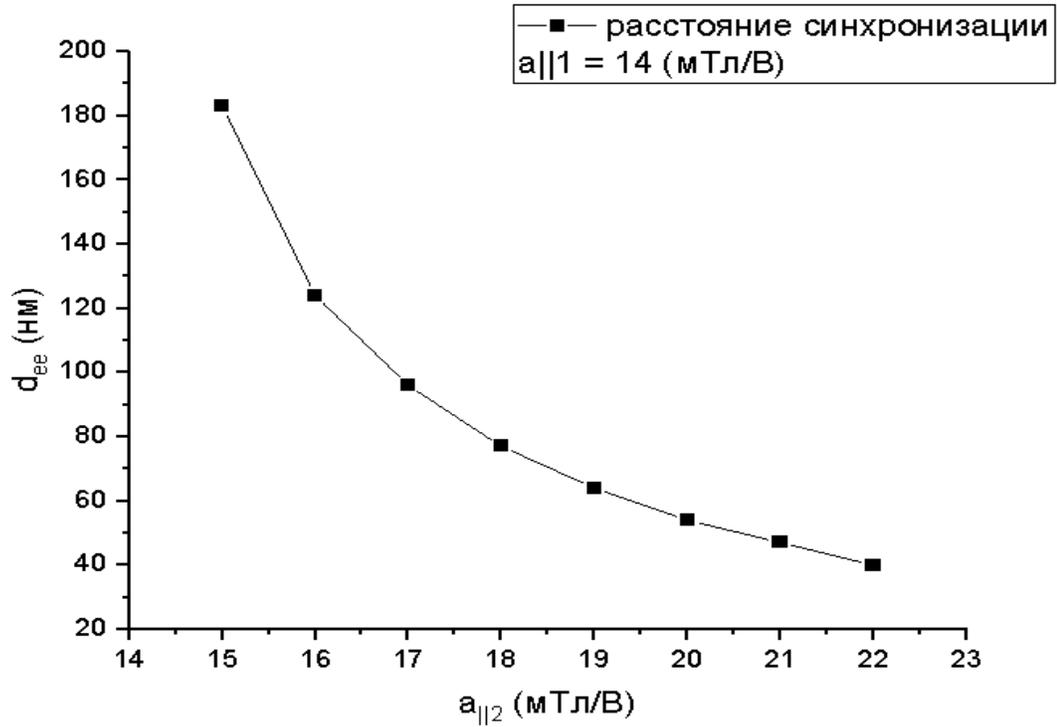


Рис. 13: График расстояния синхронизации для двух СТНО, ориентированных длинными сторонами друг к другу. Параметры системы: $D_x = 50$ нм, $D_y = 52$ нм, $t = 3$ нм, $V = 0.05$ В, $\alpha = 0.01$, $M_s = 10^6$ А/м, $H_z = 0$ А/м, $a_{||1} = 14$ мТл/В и не меняется.

На рис.13 изображен график зависимости критического расстояния синхронизации при изменении транспортной константы у одного из осцилляторов. Согласно полученным данным, чем сильнее различаются транспортные константы между осцилляторами, тем хуже качество синхронизации, и как следствие, уменьшается критическое расстояние. Исходя из этого, необходимо рекомендовать, чтобы при производстве транспортные константы массива СТНО отличались минимально, чего можно добиться соблюдением технологического процесса при напылении и травлении туннельной структуры.

Как уже было отмечено ранее, необходимо ориентировать СТНО длинными сторонами друг к другу. Тем не менее полезно рассмотреть именно этот случай. На рис. 15 приведены графики зависимостей компонент векторов намагниченности двух взаимо-

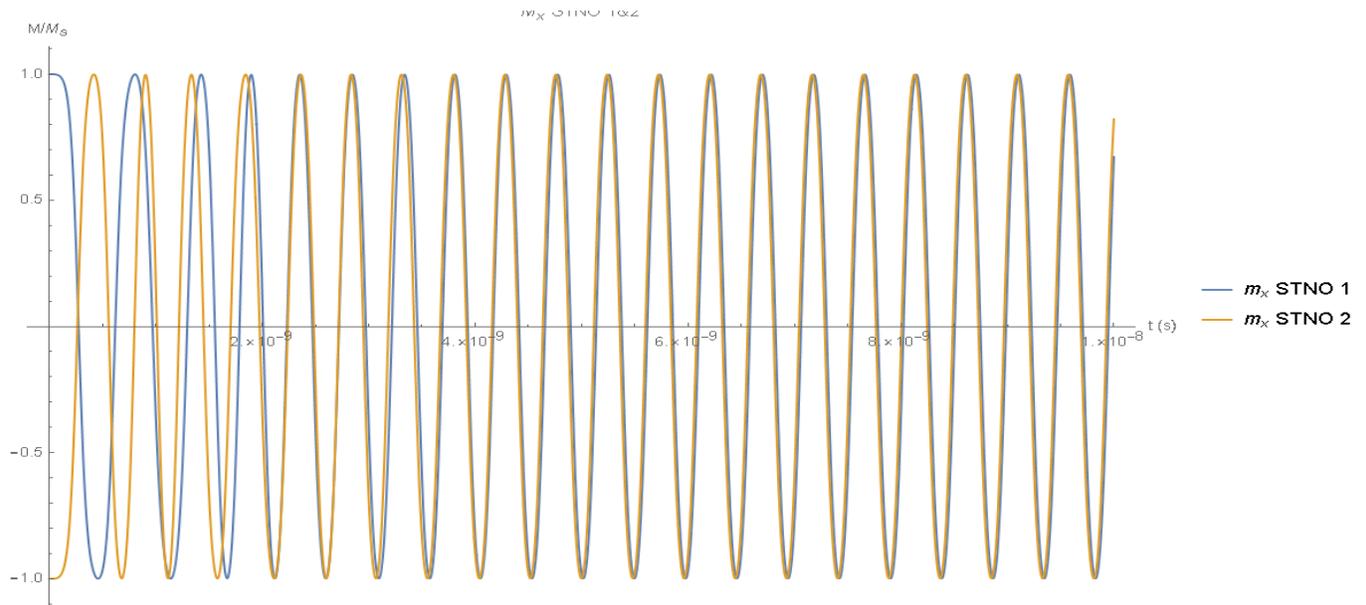


Рис. 14

Рис. 15: График зависимости проекций векторов намагниченности обоих СТНО на ось X в случае, когда прецессия векторов намагниченности начинается в противофазе. Параметры системы такие же, как на рис. 10. Начальная конфигурация соответствует рис.5d, а конечная рис. 5с.

действующих СТНО, повернутых длинными сторонами друг к другу, однако отличительной особенностью данной конфигурации являются начальные отклонения векторов намагниченности, они соответствуют конфигурации с рис. 5.d. Как видно из полученных зависимостей для проекции векторов намагниченностей каждого из СТНО вдоль оси X(рис.14), с течением времени СТНО начинают синхронизироваться и вектора намагниченности прецессируют синфазно.

5 Основные результаты и выводы

В ходе работы были получены следующие результаты:

1. В работе впервые на основе моделей уединенного СТНО с эллиптичностью формы [2] и пары СТНО без эллиптичности, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия [1], построена методика расчёта системы из двух взаимодействующих, эллиптичных по форме СТНО, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия, что до сих пор сделано не было.

2. С помощью разработанной в работе модели рассчитаны зависимости частот стационарных ИП-прецессий свободных слоев двух СТНО с эллиптичностью, синхронизованных с помощью диполь-дипольного взаимодействия в различных конфигурациях. Анализируя полученные зависимости необходимо сделать вывод о предпочтительности ориентаций СТНО обращенными длинными сторонами друг к другу, так как такая конфигурация улучшает стабильность и критическое расстояние системы.

3. В рамках предложенной модели рассчитаны зависимости критических расстояний пары СТНО для конфигураций длинными и короткими сторонами друг к другу от эллиптичности пары СТНО. Было показано, что увеличение эллиптичности СТНО в конфигурации длинными сторонами улучшает стабильность и критическое расстояние, а в конфигурации короткими сторонами ухудшает.

4. Используя методику рассчитаны зависимости критических расстояний и частот синхронизации от разности феноменологических транспортных констант двух СТНО. Было показано, что увеличение разности между транспортными константами негативно сказывается на устойчивости системы и расстоянии синхронизации, а СТНО с большей транспортной константой закономерным образом начинает преобладать и частота синхронизации увеличивается.

5. Получены зависимости величины компонент векторов намагниченности свободных слоев в случае колебаний, начинающихся в противофазе. Было показано, что с течением времени два СТНО синхронизируются и начинают прецессировать синфазно.

Следует отметить, что в рамках нового предложенного подхода показано, что для улучшения качества синхронизации двух СТНО необходимо использовать искусственно

внесенную эллиптичность формы СТНО и ориентировать полученные СТНО длинными сторонами друг к другу.

Такой способ размещения и взаимной ориентации осцилляторов не только улучшает стабильность системы, но и увеличивает расстояние синхронизации, а также заставляет систему, начавшую колебания в противофазе синхронизоваться и совершать колебания синфазно, что позволяет использовать меньшее число СТНО для сохранения тех же свойств, что у массива неэллиптических СТНО. Этот результат позволяет найти пути уменьшения издержек и повысить эффективность производства источников ВЧ-поля и устройств на их основе.

Результаты, полученные в данной работе, являются перспективным с точки зрения продолжения исследований в данной области. В настоящей работе была рассмотрена только пара, состоящая из двух эллиптических СТНО, однако для повышения мощности можно использовать цепочки из таких СТНО, которые могут находиться в разных конфигурациях: быть как линейными, так и цепочками с СТНО, расположенными в шахматном порядке.

Список литературы

- [1] Hao-Hsuan Chen, Ching-Ming Lee, Zongzhi Zhang, Yaowen Liu, Jong-Ching Wu, Lance Horng, and Ching-Ray Chang. Phase locking of spin-torque nano-oscillator pairs with magnetic dipolar coupling. *Physical Review B*, 93(22):224410, 2016.
- [2] ЮН Шубин, МХ Машаев, АВ Ведяев, and НВ Стрелков. Частота спин-трансферного наноосциллятора на основе перпендикулярной туннельной наногетероструктуры с ненулевой эллиптичностью. *ЖЭТФ*, 161(5):746–752, 2022.
- [3] Mario Norberto Baibich, Jean Marc Broto, Albert Fert, F Nguyen Van Dau, Frédéric Petroff, P Etienne, G Creuzet, A Friederich, and J Chazelas. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, 61(21):2472, 1988.
- [4] Bernard Dieny, Virgil S Speriosu, Stuart SP Parkin, Bruce A Gurney, Dennis R Wilhoit, and Daniele Mauri. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Physical Review B*, 43(1):1297, 1991.
- [5] Michel Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics letters A*, 54(3):225–226, 1975.
- [6] Jagadeesh Subbaiah Moodera, Lisa R Kinder, Terrilyn M Wong, and R Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical review letters*, 74(16):3273, 1995.
- [7] Terunobu Miyazaki and Nobuki Tezuka. Giant magnetic tunneling effect in fe/al₂o₃/fe junction. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 139(3):L231–L234, 1995.
- [8] Stuart SP Parkin, Christian Kaiser, Alex Panchula, Philip M Rice, Brian Hughes, Mahesh Samant, and See-Hun Yang. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nature materials*, 3(12):862–867, 2004.

- [9] Shinji Yuasa, Taro Nagahama, Akio Fukushima, Yoshishige Suzuki, and Koji Ando. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Nature materials*, 3(12):868–871, 2004.
- [10] WH Butler, X-G Zhang, TC Schulthess, and JM MacLaren. Spin-dependent tunneling conductance of fe|mgo|fe sandwiches. *Physical Review B*, 63(5):054416, 2001.
- [11] J Mathon and A Umerski. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial fe/mgo/fe (001) junction. *Physical Review B*, 63(22):220403, 2001.
- [12] John C Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1–L7, 1996.
- [13] Luc Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353, 1996.
- [14] M Tsoi, AGM Jansen, J Bass, W-C Chiang, M Seck, V Tsoi, and P Wyder. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Physical Review Letters*, 80(19):4281, 1998.
- [15] J-E Wegrowe, D Kelly, Y Jaccard, Ph Guittienne, and J-Ph Ansermet. Current-induced magnetization reversal in magnetic nanowires. *Europhysics Letters*, 45(5):626, 1999.
- [16] JA Katine, FJ Albert, RA Buhrman, EB Myers, and DC Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co/cu/co pillars. *Physical review letters*, 84(14):3149, 2000.
- [17] Bernard Dieny, RC Sousa, J Herault, C Pappas, G Prenat, U Ebels, D Houssameddine, B Rodmacq, S Auffret, LD Buda-Prejbeanu, et al. Spin-transfer effect and its use in spintronic components. *International Journal of Nanotechnology*, 7(4-8):591–614, 2010.
- [18] D Houssameddine, U Ebels, B Rodmacq, I Firastrau, F Ponthenier, M Brunet, C Thirion, JP Michel, L Prejbeanu-Buda, MC Cyrille, et al. *Nature mater.* 2007.

- [19] S Il Kiselev, JC Sankey, IN Krivorotov, NC Emley, RJ Schoelkopf, RA Buhrman, and DC Ralph. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *nature*, 425(6956):380–383, 2003.
- [20] Konstantin L Metlov and Konstantin Yu Guslienko. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 242:1015–1017, 2002.
- [21] AD Belanovsky, N Locatelli, PN Skirdkov, Flavio Abreu Araujo, KA Zvezdin, J Grollier, V Cros, and AK Zvezdin. Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 103(12):122405, 2013.
- [22] Shehzaad Kaka, Matthew R Pufall, William H Rippard, Thomas J Silva, Stephen E Russek, and Jordan A Katine. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature*, 437(7057):389–392, 2005.
- [23] AN Slavini and Pavel Kabos. Approximate theory of microwave generation in a current-driven magnetic nanocontact magnetized in an arbitrary direction. *IEEE Transactions on Magnetism*, 41(4):1264–1273, 2005.
- [24] J Grollier, V Cros, and A Fert. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents. *Physical Review B*, 73(6):060409, 2006.
- [25] Mengwei Zhang, Longze Wang, Dan Wei, and Kai-Zhong Gao. State diagram of magnetostatic coupling phase-locked spin-torque oscillators. *Journal of Applied Physics*, 117(17):17D922, 2015.
- [26] ЛД Ландау and ЕМ Лифшиц. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. *Ландау ЛД Собрание трудов*, 1:128–143, 1969.
- [27] Kyung-Jin Lee, Olivier Redon, and Bernard Dieny. Analytical investigation of spin-transfer dynamics using a perpendicular-to-plane polarizer. *Applied Physics Letters*, 86(2):022505, 2005.

- [28] Alex Hubert and Rudolf Schafer. *Magnetic Domains The Analysis of Magnetic Microstructures, cmp. 110*. Springer, 2009.