

УДК 538.955

ЭВОЛЮЦИЯ МОД МАГНИТНОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НАПРАВЛЕНИЯ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2023 г. М. Д. Шканакина^{1,2,*}, Г. А. Кичин¹, П. Н. Скирдков^{1,3}, М. Г. Путря², К. А. Звездин^{1,3}

¹Общество с ограниченной ответственностью

“Новые спинтронные технологии”, Российский квантовый центр, Сколково, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

“Национальный исследовательский университет “Московский институт электронной техники”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр

“Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: m.shkanakina@nst.tech

Поступила в редакцию 29.08.2022 г.

После доработки 16.09.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Выполнено экспериментальное исследование влияния величины и направления внешнего магнитного поля на динамику намагниченности свободного слоя в магнитных туннельных переходах диаметром 100, 150 и 250 нм. В образцах малого диаметра (100 нм) обнаружены две моды свободного слоя. Первая мода является менее чувствительной к величине и направлению внешнего магнитного поля по отношению ко второй моде, которая смещается в частотной области. С увеличением геометрических размеров магнитных туннельных переходов наблюдалась неоднородность намагниченности свободного слоя в малых полях, а также идентифицирована мода, не чувствительная к направлению внешнего магнитного поля. Проведено макроспиновое моделирование поведения однородной моды свободного слоя формы: диска и эллипса, при фиксированной величине и различных направлениях внешнего магнитного поля.

DOI: 10.31857/S036767652270020X, EDN: JTZPNY

ВВЕДЕНИЕ

Спинтроника представляет собой быстро развивающееся перспективное направление нанoeлектроники. В спинтронных устройствах, наряду с зарядом, используется спиновая степень свободы электрона, что предоставляет новые функциональные возможности для обработки и передачи информации. На сегодняшний день спинтронные устройства уже применяются в магниторезистивных считывающих головках жестких дисков [1], сенсорах магнитного поля [2], в магниторезистивной оперативной памяти [3–5]. В основе таких устройств лежит магнитный туннельный переход (МТП) [6], состоящий из двух ферромагнитных слоев, разделенных диэлектриком MgO. Нижний ферромагнитный слой обладает фиксированной ориентацией намагниченности и называется опорным, а верхний ферромагнитный слой, имеющий переменную ориентацию намагниченности, называется свободным. В настоящее время большой интерес исследователей вызывают спинтронные микроволновые приборы, такие как наногенераторы [7] и спин-диодные детекторы [8]. В спин-трансферных диодах, при подаче переменного сверхвысокочастотного (СВЧ) тока на

верхний электрод МТП с частотой, близкой к частоте его ферромагнитного резонанса, в свободном слое наблюдается динамическое возбуждение намагниченности, что ведет к выпрямлению входящего радиочастотного сигнала. Данный процесс имеет сложный многомодовый характер и может быть изучен с помощью экспериментальной методики ST-FMR (англ. spin-torque ferromagnetic resonance; ферромагнитный резонанс с переориентацией спина) [8]. В данной работе экспериментально и теоретически исследовано возбуждение намагниченности свободного слоя МТП сверхвысокочастотным спин-поляризованным током в зависимости от направления и величины внешнего магнитного поля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Исследуемые образцы представляют из себя многослойную структуру: CoFe₃₀ (1.8, опорный слой)/MgO (туннельный барьер)/CoFe₄₀B₂₀ (2)/Ta (0.2)/NiFe (7) (в скобках указана толщина слоя в нм и его тип; последние три слоя составляют свободный слой). Магнитные туннельные переходы изготовлены в International Iberian Nano-

Таблица 1. Характеристики исследуемых образцов

Образец	S1	S2	S3	S4
Диаметр образца, нм	100	100	150	250
ТМС, %	119	77	94	83

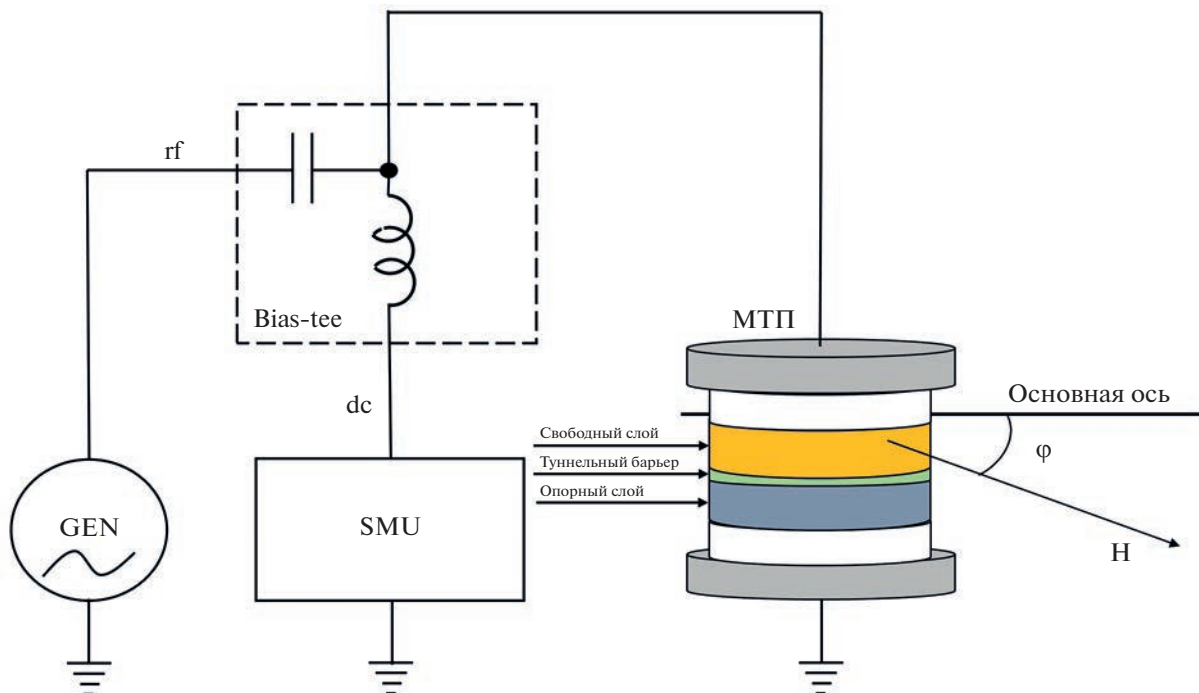
technology Laboratory. По окончании нанесения стека слоев, образцы отжигаются при температуре 330°C в магнитном поле в течение двух часов, тем самым магнитные слои приобретают намагниченность в плоскости и монокристаллическую структуру. Подробная информация о размерах и ТМС (туннельном магнетосопротивлении) [8, 9] образцов представлена в табл. 1.

Для изучения динамики намагниченности ферромагнитных слоев в магнитных туннельных переходах была использована экспериментальная методика ST-FMR (рис. 1). С использованием генератора Pxl-5652 на образцы подавался переменный ток мощностью 10 дБм, частота которого варьировалась в диапазоне от 2 до 6 ГГц. Частотный диапазон был выбран так, чтобы минимизировать влияние низкочастотного шума на форму мод. Напряжение на выходе образцов регистрировалось с помощью прецизионного источника-измерителя PXle-4137.

Измерения проводились при различных направлениях внешнего магнитного поля относительно основной оси намагниченности $\varphi \in [0^\circ; 90^\circ]$ образца, и в диапазонах величин внешнего магнитного поля $(-1000; 0 \text{ Э})$, $(-1000; 0 \text{ Э})$, $(-1000; 0 \text{ Э})$ для образцов S1, S2, S4, $(-400; 0 \text{ Э})$ для образца S3. Погрешность угла не превышала 1° . Все результаты приведены для образцов, имеющих начальное состояние – антипараллельное, когда вектора намагниченности свободного и опорного слоев противоположно направлены.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате проведения эксперимента (рис. 2а) над образцом S1 было обнаружено две моды: V1 и V2, существующие на частотах выше 4 и 2 ГГц соответственно. При изменении направления поля φ ферромагнитный резонанс (ФМР) V1 смещается вниз в частотной области, и при $\varphi = 60^\circ$ пересекает моду V2, образуя минимум на частоте 4.5 ГГц. Впоследствии увеличения φ до 90° , минимум моды V1 смещается по частотной области вниз до 3.5 ГГц, что свидетельствует о значительной чувствительности ФМР V1 к направлению поля, по сравнению с модой V2. В то же время ферромагнитный резонанс V2 смещается вверх по частотной области на 1 ГГц при фикс-

**Рис. 1.** Схема эксперимента ST-FMR.

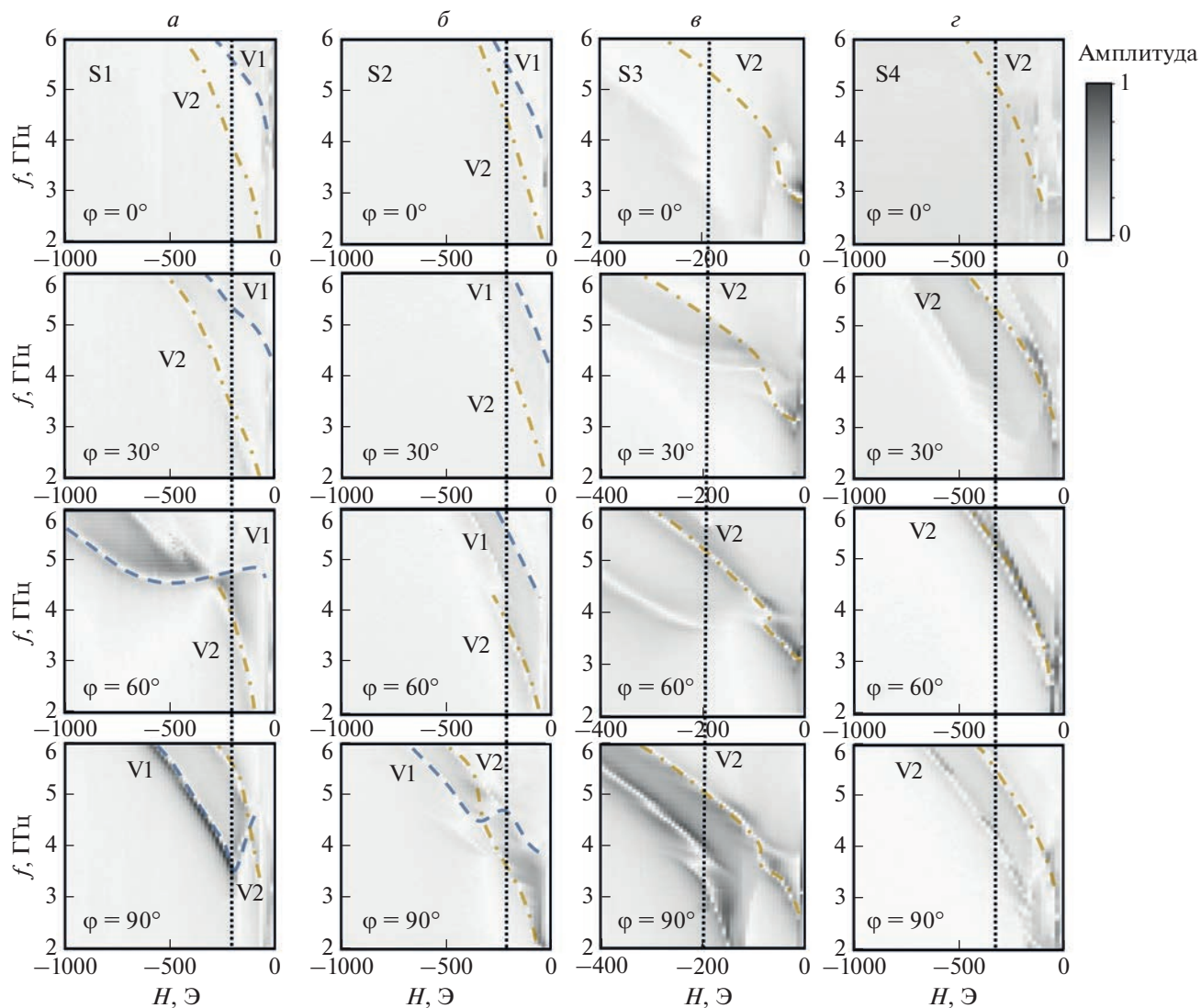


Рис. 2. Трехмерная карта зависимости положения ферромагнитных резонансов в частотной области в зависимости от величины и направления φ внешнего магнитного поля для образцов: S1 (а); S2 (б); S3 (в) и S4 (г). Контурные моды V1 и V2 выделены синим и оранжевым соответственно. Шкала представляет из себя нормализованную амплитуду постоянного сигнала. Штриховая линия позволяет при фиксированной величине поля следить за смещением ферромагнитного резонанса в частотной области для различных направлений поля.

сированном значении поля при изменении φ от 0° до 90° .

Обнаружив в образце S1 слабо чувствительную моду к направлению внешнего магнитного поля, мы проверили ее наличие в таком же образце S2. На спектрах (рис. 2б) образца S2, наблюдаются две моды V1 и V2, существующие на частотах выше 3 и 2 ГГц соответственно. С изменением направления внешнего поля от 0° до 90° мода V1 смещается вниз по частоте и при $\varphi = 90^\circ$ деформируется посредством пересечения моды V2, в то же время конфигурация моды V1 не претерпевает значительных изменений с увеличением угла по-

ля. Зафиксировав величину поля и изменяя его направление (рис. 2б), наблюдается перемещение ФМР V2 в частотной области вниз на 1 ГГц. Исходя из этого, мода V1 является более чувствительной к направлению поля по сравнению с модой V2.

С увеличением геометрических размеров образцов намагниченность свободного слоя становится более неоднородной, тем самым на спектрах (рис. 2в и 2г) наблюдается многомодовость [9, 10]. Неоднородные моды входят в классификацию краевых и оказывают серьезное воздействие на динамику переключения образца [11], тем самым влияя на работу спинтронных

устройств. Наибольшая концентрация таких мод приходится на около нулевые поля. Среди многообразия мод в S3 и S4 удалось идентифицировать моду V2, которая с изменением направления поля φ от 0° – 90° не смещается в частотной области при фиксированном значении поля.

МАКРОСПИНОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ СВОБОДНОГО СЛОЯ МАГНИТНОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Динамика намагниченности свободного слоя магнитного туннельного перехода в макроспиновом приближении описывается уравнением Ландау-Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) (1). Под макроспиновым приближением предполагается, что пространственным изменением намагниченности можно пренебречь и весь магнитный момент свободного слоя может быть представлен одним средним вектором $\vec{M}$ “макроспином”. Такой вектор прецессирует вокруг эффективного поля H_{eff} , возникающего благодаря вкладу всех энергий E единицы объема.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma[\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}] + \vec{T}_{STT} + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} \right], \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – константа затухания Гильберта, M_s – намагниченность насыщения, $\vec{T}_{STT}$ – вращающий момент, создаваемый эффектом переноса спина. T_{STT} состоит из двух компонент: вращающий момент Слончевского (ST) (2) и полевой вращающий момент (FLT) (3). Параметры, используемые в моделировании в системе СГС: $\alpha = 0.01$, $M_s = 920$ ед. СГС/см².

$$T_{ST} = \gamma \frac{ja_j}{M_s} \vec{M} \cdot [\vec{m} \cdot \vec{M}], \quad (2)$$

$$T_{FLT} = \gamma b_j [\vec{M} \cdot \vec{m}], \quad (3)$$

где $\vec{m}$ – нормализованный вектор намагниченности опорного слоя $m_y \approx m_z \ll 1$, $m_x = 1$, j – плотность тока вдоль, проходящего через магнитный туннельный переход, амплитуда ST определяется как $a_j = \hbar P / 2eM_s$, где $\hbar$ – постоянная Планка, P – степень поляризации тока, h – толщина свободного слоя в см, e – заряд электрона. Параметры, используемые в моделировании в системе СГС: $\alpha = 0.01$, $M_s = 920$ ед. СГС/см², $P = 0.4$, $h = 9 \cdot 10^{-7}$ см.

В данном случае энергия представляет из себя сумму энергии Зеемана (4), зависящей от направления внешнего магнитного поля φ , и магнито-

статической энергии (5), возникающей за счет анизотропии формы образца.

$$E_z = M_x H \cos(\varphi) + M_y H \sin(\varphi), \quad (4)$$

$$E_{sha.} = \frac{1}{2} (N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2). \quad (5)$$

Где размагничивающие факторы $N_x + N_y + N_z = 4\pi$, H – величина внешнего магнитного поля.

Предположим, что на образец подается переменный ток с амплитудой I_{ac} и частотой f , близкой к частоте его ферромагнитного резонанса, что приводит к динамике намагниченности свободного слоя и изменению сопротивления структуры, тогда на выходе магнитного туннельного перехода наблюдаются постоянная и переменная компоненты напряжения [6]. Для определения постоянного смещения необходимо усреднить по времени (6) в диапазоне от $500T$ до $1000T$, где T – период переменного тока $T = 1/f$.

$$V_{rectified} = I_{ac} (\sin(2\pi f) (R_p + (1 - \vec{M} \cdot \vec{m}) dR/2)), \quad (6)$$

где $dR = R_{ap} - R_p$, R_p (R_{ap}) – сопротивление структуры, когда вектора намагниченности свободного и опорного слоев сонаправлены (противоположно направлены).

Определение смещения ферромагнитного резонанса в частотной области при различных φ промоделировано для трех случаев:

1. Аспектное соотношение полуосей образца (AR) равно 1, при этом $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4\pi$;
2. $AR < 1$, при этом $N_y = 0$, $N_x > 0$, $N_x \ll N_z$;
3. $AR > 1$, при этом $N_x = 0$, $N_y > 0$, $N_y \ll N_z$.

На рис. 3а представлено влияние направления внешнего магнитного поля на ферромагнитный резонанс однородной моды идеально в идеально круглом образце. По результатам моделирования на фиксированной величине поля $H = -200$ Э и различных направлениях поля наблюдается ФМР пик на частоте 4.04 ГГц, который с изменением направления поля не изменяет своего положения в частотной области. Данное поведение однородной моды схоже с поведением моды V2 в образцах S3 и S4, а значит образцы имеют идеально круглую форму. В образцах S1–S2 под влиянием направления внешнего магнитного поля ФМР смещается в частотном диапазоне. Данный сдвиг может быть связан с формой образца, которая при технологических этапах, например травлении пленки опорного слоя, могла приобрести эллиптичность, с аспектным соотношением радиусов немного больше (меньше) 1. Влияние технологи-

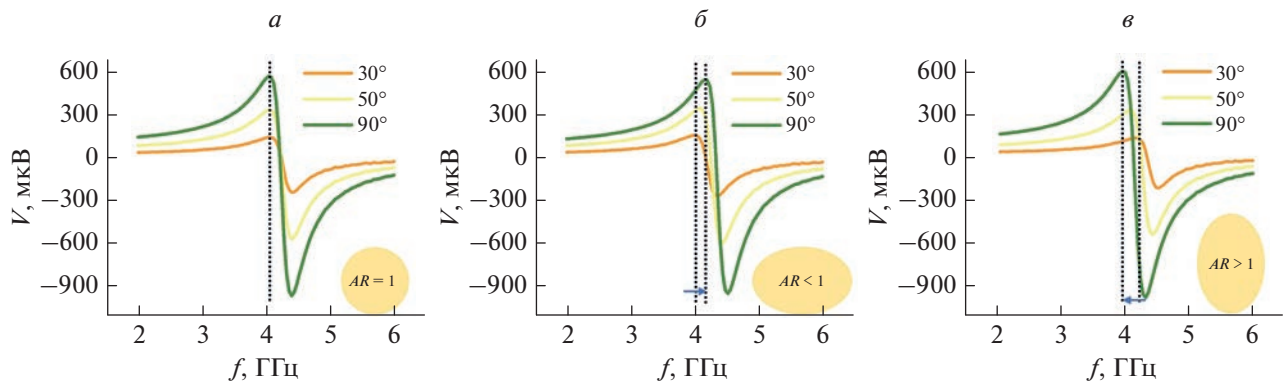


Рис. 3. Кривые ферромагнитного резонанса при фиксированной величине внешнего магнитного поля -200 Э для: круглого образца с аспектным соотношением $AR = 1$ (а); эллиптического образца с аспектным соотношением $AR < 1$ (б); эллиптического образца с аспектным соотношением $AR > 1$ (в). Штриховыми линиями обозначен ФМР-пик, а стрелкой — направление его смещения в частотной области при увеличении φ .

ческих дефектов может быть существенным при создании элементов субмикронных размеров. Мы проверили данную гипотезу с помощью моделирования, добавив образцу эллиптичность. Зафиксировав поле -200 Э (рис. 3б и 3в), мы обнаружили смещение ФМР-пика в частотной области сторону больших (меньших частот) для аспектного соотношения меньше (больше) единицы. Таким образом, мода V2 является однородной модой свободного слоя для образцов S1 и S2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены ST-FMR спектры для серии круглых образцов МТП различных размеров в зависимости от направления и величины внешнего магнитного поля. В образцах с диаметром 100 нм обнаружены две моды, одна из которых деформировалась с изменением направления поля, а ферромагнитный резонанс второй незначительно смещался в частотной области при изменении направления поля. Установлено, что данные моды устойчивы в широком диапазоне полей, что делает нетривиальным вопрос об их природе. Для разрешения этого вопроса были исследованы образцы более крупных размеров, на спектрах которых также была идентифицирована мода, нечувствительная к направлению поля и неоднородность намагниченности в малых полях — многомодовость. С помощью моделирования установлено, что мода, нечувствительная к направлению поля, является объемной модой свободного слоя, а сдвиги ее ФМР-пиков в образцах субмикронных размеров вызваны неидеальной формой МТП. Таким образом, краевые моды наблюдаются в динамике намагниченности магнитных слоев МТП

не только в малых полях, как описано в [10, 11], но и в больших полях, для образцов субмикронных размеров. Данный эффект наблюдается как в эксперименте, так и компьютерном моделировании.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-12-00432).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lenz J., Edelstein A.S. // IEEE Sens. J. 2006. No. 6. P. 631.
2. Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N. et al. // Nature. 2003. V. 425. P. 380.
3. Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No. 14. P. 3149.
4. Hosomi M., Yamagishi H., Yamamoto T. et al. // Proc. IEDM'06 Tech. Dig. (San Francisco, 2006) P. 473.
5. Houssameddine D., Ebels U., Delaët B. et al. // Nature Mater. 2007. V. 6. P. 447.
6. Skirdkov P.N., Zvezdin K.A. // Annu. Phys. 2020. V. 532. No. 6. Art. No. 1900460.
7. Kawahara T., Takemura R., Miura K. et al. // Proc. ISSCC 2007 Tech. Dig. (San Francisco, 2007) P. 480.
8. Fang B., Carpentieri M., Louis S. et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. No. 11. Art. No. 014022.
9. Sankey J.C., Cui J.-T., Sun J.Z. et al. // Nature Phys. 2008. V. 4. P. 67.
10. Zeng Z., Cheung K.H., Jiang H.W. et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. No. 10. Art. No. 100410(R).
11. Helmer A., Cornelissen S., Devolder T. et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. No. 9. Art. No. 094416.

Evolution of magnetic tunnel junction's modes for different directions of an external magnetic field

M. D. Shkanakina^{a, b, *}, G. A. Kichin^a, P. N. Skirdkov^{a, c}, M. G. Putrya^b, K. A. Zvezdin^{a, c}

^a*New Spintronic Technologies LLC, Russian Quantum Center, Skolkovo, 143026 Russia*

^b*National Research University "Moscow Institute of Electronic Technology", Moscow, 124498 Russia*

^c*Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119333 Russia*

**e-mail: m.shkanakina@nst.tech*

We present the investigation of the behavior of magnetic tunnel junction's (MTJ) modes for the different magnitude and the directions of the external magnetic field by the ST-FMR method. We have found an insensitive mode of MTJ to the direction of the external magnetic field. Using macrospin modeling, we show that the behavior of the uniform mode of a free layer of MTJ is like the insensitive mode.