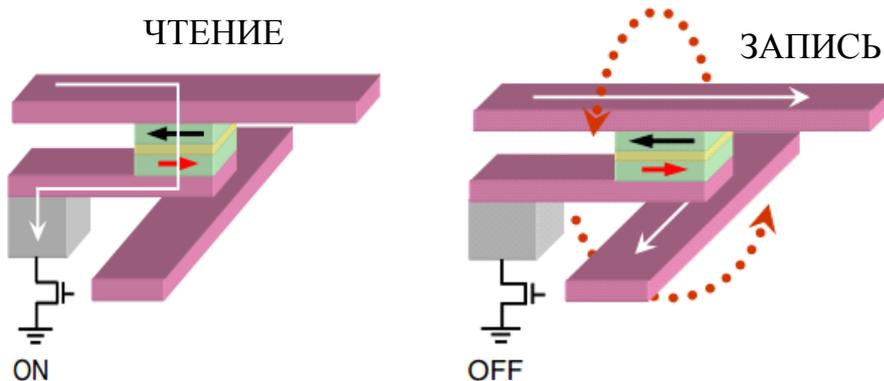


ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО СПИНТРОННЫМ ПРИБОРАМ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

Подготовлено в рамках соглашения №14.576.21.0023 от 30.06.2014

между Минобрнауки РФ и ООО «Кинтех Лаб»



Оглавление

	СПИСОК ТЕРМИНОВ И СОКРАЩЕНИЙ.....	2
1	ВВЕДЕНИЕ	3
2	МАГНИТНЫЕ ТУННЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ТУННЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ.....	4
3	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТМС ОТ ВНЕШНИХ ПАРАМЕТРОВ. 6	
3.1	Зависимость ТМС от внешнего магнитного поля.....	7
3.2	Зависимость ТМС от напряжения смещения	8
3.3	Зависимость ТМС от температуры.....	9
4	ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ СПИН-ЗАВИСИМОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В МАГНИТНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ	10
4.1	Модель Стернса (Stearns' model).....	10
4.2	Модель Жульера (Julliere's model)	11
4.3	Модель Слончевского (Slonczewski's model).....	13
5	РОЛЬ ИНТЕРФЕЙСА В ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ.....	14
6	МАГНИТНЫЕ ТУННЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА MgO. ПРОГРЕСС В ТЕХНОЛОГИИ	16
6.1	Теория когерентного туннелирования через кристаллический MgO (001) барьер (Жанг, Батлер и т.д.).....	17
6.2	Экспериментальные исследования ТМС в эпитаксиальных МТП с кристаллическим барьером MgO(001)	20
6.3	Структура МТП на MgO для практических применений.....	23
7	НОВЫЕ РАЗНОВИДНОСТИ СТРУКТУР МТП ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНОСТИ И РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК УСТРОЙСТВ НА ИХ ОСНОВЕ	25
7.1	Структуры МТП на основе MgO с двойным потенциальным барьером	25
7.2	Структуры МТП на основе MgO с тонкими промежуточными слоями	26
7.3	Структуры МТП на основе новых перспективных материалов	28
8	МАГНИТНАЯ ПАМЯТЬ НА ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ И ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ЗУ	31
8.1	Принцип функционирования и разновидности магниторезистивных ячеек МОЗУ	31
8.2	Магниторезистивные логические ячейки (MLU).....	41
8.3	Требования к масштабированию энергонезависимых ЗУ.....	47
9	ДРУГИЕ СПИНТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА НА ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ	54
9.1	Динамические эффекты, возбуждаемые плоскостным вращательным моментом ...	55
9.2	Основные спинтронные устройства, основанные на эффекте переноса спина	59
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	64
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	65

Список терминов и сокращений

- Спиновый транспорт – перенос спинов носителями тока.
- FIMS — перемагничивание внешним полем
- MFPGA — Программируемые логические матрицы, интегрированные с MRAM
- MLU — магниторезистивные логические ячейки
- MLUT — магнитная таблица поиска
- MMF — магнитный триггер
- TAS — термоассистированный
- VCMA — управления магнитной анизотропии электрическим полем
- VTAS — Вертикальная память с тепловым контролем анизотропии
- АП — антипараллельный
- АФМ — антиферромагнитный
- ГМР (GMR) — гигантский магниторезистивный эффект
- КМОП — комплементарная металл-оксид-полупроводник технология
- МЛЭ — молекулярно-лучевой эпитаксии
- МОЗУ (MRAM) — магнитная память со случайной выборкой
- МОП — металл – оксид - полупроводник
- МТП (MTJ) — магнитный туннельный переход
- ОДУ — обыкновенное дифференциальное уравнение
- П — параллельный
- ПМА — перпендикулярная магнитная анизотропия
- САФМ — синтетический АФМ
- СВМ (STT) — передача спинового вращательного момента
- СВЧ — сверх высокочастотный
- СТНО — Спин-трансферные наноосцилляторы
- СФМ — синтетический ферромагнитный
- ТМП — туннельный магнитный переход
- ТМС (TMR) — туннельное магнитное сопротивление
- УЛЛ — уравнение Ландау–Лифшица
- ФМ — ферромагнитный

1 Введение

Общим физическим эффектом для спинтронных устройств на основе магнитных туннельных переходов является эффект туннельного магнитного сопротивления, наблюдающийся в таких переходах. Поэтому вначале мы даем характеристики данного эффекта и его зависимость от структуры и материалов перехода, а также от внешних условий. Затем мы приводим обзор спинтронных устройств, которые могут реализованы на основе данного эффекта. Обсуждается проблема масштабирования таких устройств и дополнительные физические эффекты, которые могут быть использованы для решения этой проблемы.

2 Магнитные туннельные переходы и туннельное магнитосопротивление

Магнитный туннельный переход (МТП, очень употребительна также английская аббревиатура МТД — magnetic tunnel junction) представляет собой многослойную наноструктуру (рис. 1), состоящую из двух проводящих ферромагнитных (ФМ) слоев, разделенных между собой тонким (около 1 нм) изолирующим слоем. Электропроводность МТП определяется туннельным эффектом.

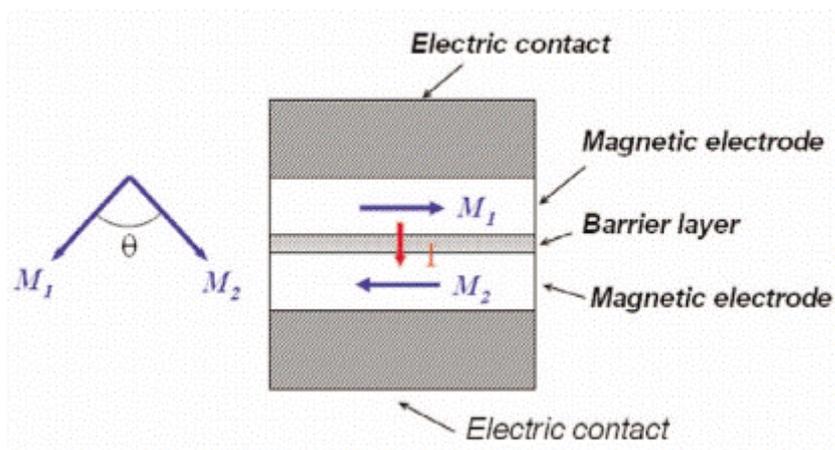


Рисунок 1 – Схематическое изображение МТП, где M_1 и M_2 – намагниченности ФМ электродов, которые в указанном случае располагаются в плоскости пленок, а θ – угол между ними

В МТП электроды являются ФМ материалами. Важной особенностью МТП является то, что его электрическое сопротивление зависит от взаимной ориентации магнитных моментов двух магнитных слоев. Например, сопротивление при взаимно антипараллельном направлении намагниченностей слоев выше, чем при параллельном. Ориентацией магнитных моментов ФМ слоев также можно управлять различными способами, например, при помощи внешнего магнитного поля, изменяя также и его электрическое сопротивление. Таким образом, МТП обладает туннельным магнитным сопротивлением (ТМС), которое является аналогом гигантского магнитного сопротивления (ГМС).

Величина ТМС определяется следующим соотношением:

$$TMR = \frac{G_P - C_{AP}}{G_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (1)$$

где G_P (G_{AP}) – электропроводность МТП при параллельной (антипараллельной) ориентации намагниченностей в электродах, а R_P (R_{AP}) – соответствующее сопротивление МТП.

Эффект туннельного магнетосопротивления был открыт в 1975 году французским ученым Мишелем Жюльером (Julliere), использовавшим железо и кобальт в качестве ферромагнетиков и германий в качестве диэлектрической прослойки, т.е., структуру Fe/Ge/Co [1]. Измерения были проведены при температуре 4.2 К, поэтому обнаруженный эффект около 14% не привлек к себе

большого внимания в инженерных кругах. Кроме того, экспериментальные результаты отличались невысокой повторяемостью, что было типичным для технологии туннельных переходов тех лет.

$\text{Co}_2\text{MnSi}/\text{AlO}/\text{Co}_2\text{MnSi}$, но также только при низких температурах [5]. Это позволило выявить важные особенности ТМС и тем самым достичь понимания необходимых путей оптимизации технологии изготовления МТП в целях получения высоких показателей эффекта ТМР, что потребовало качественно новых теоретических и экспериментальных подходов к решению проблемы.

3.1 Зависимость ТМС от внешнего магнитного поля

Для экспериментального измерения эффекта ТМР необходимо использовать в МТП два ФМ слоя с разной коэрцитивной силой, например, магнито жесткий и магнитомягкий ферромагнетики, такие как кобальт (Co) и пермаллой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). Типичная зависимость ТМС от внешнего магнитного поля для структуры $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ показана на рис. 3а [6]. Когда магнитное поле оказывается в интервале между коэрцитивными силами Co и $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, параллельное состояние МТП переходит в антипараллельное (область устойчивости $\pm 0.5 - 1.5$ мТ).

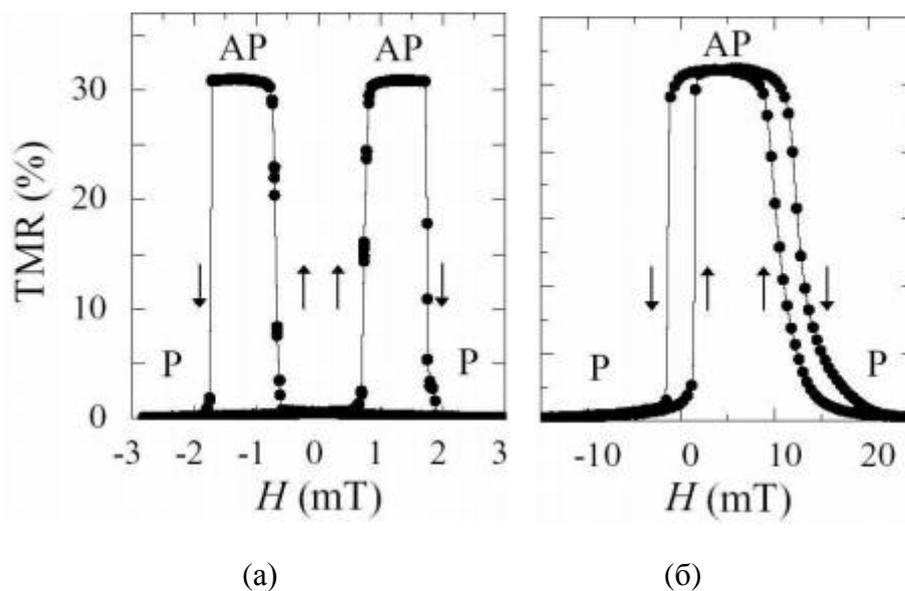


Рисунок 3 – Зависимость ТМС (TMR) от магнитного поля для (а) структуры МТП с магнитомягким/магнито жестким ФМ слоями и (б) обменно-связанной структуры МТП при температуре $T=10$ К и нулевом напряжении. Вертикальные стрелки показывают направления переключения конфигурации намагниченностей слоев, P – параллельное состояние МТП, AP – антипараллельное состояние МТП [6]

Однако, того же эффекта можно достичь, используя обменное смещение. В таком случае один из ФМ слоев делается обменно-связанным с антиферромагнитным (АФМ) материалом (например, IrMn , FeMn , NiO). Присутствие обменной анизотропии на интерфейсе ФМ/АФМ сдвигает петлю гистерезиса в сторону от нулевого поля, так что она центрируется при фиксированном значении магнитного поля. Характерная зависимость ТМС от поля в этом случае показана на рис. 3б. Преимуществом обменного смещения является то, что эффект

гистерезиса TMR наблюдается вблизи нулевого магнитного поля, что важно для ряда применений МТП.

3.2 Зависимость ТМС от напряжения смещения

В работе Жульера [1] было впервые показано и далее подтверждено в экспериментах Моодера [2], что амплитуда ТМС в большинстве МТП сильно падает с напряжением смещения, как представлено на рис. 4. Однако изначально было непонятно, является ли это внутренним эффектом в МТП либо обусловлено неэластичным туннелированием (inelastic tunneling) через неровную границу с туннельным барьером.

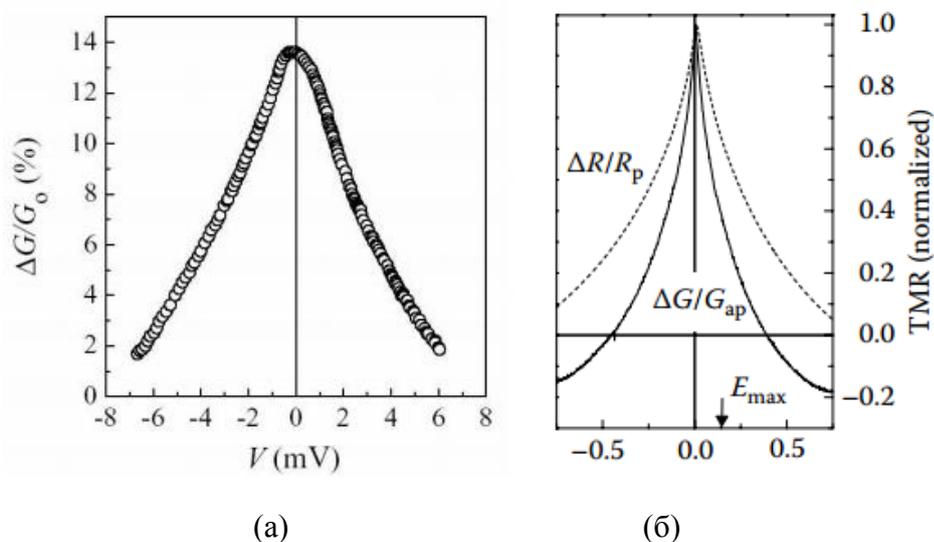


Рисунок 4 – (а) Зависимости величины ТМС от напряжения (а) для структуры Fe/Ge/Co при $T=4.2$ К [1] и (б) для структуры Co/Al₂O₃/Co при $T=5$ К [7] (нормированная зависимость ТМС), где E_{MAX} – максимум магнонной энергии для объемного материала Co. Пунктирной линией показана зависимость обычной $\Delta R/R_p$ величины ТМС, а сплошной линией – дифференциальной $\Delta G/G_{AP}$ величины ТМС

Объяснение таких зависимостей ТМС от напряжения было предложено Жангом [8] и Братковским [9]. В их теоретических моделях полагалось, что неупругое рассеяние электронов на интерфейсе ферромагнетик/изолятор с возбуждением спиновых волн (магнонов) определяет подобное поведение ТМС. С возрастанием напряжения эмитируется все больше магнонов, что и приводит к постепенному спаду зависимости ТМС от напряжения. Однако, также было предложено несколько иных возможных трактовок подобной зависимости. Так Дэвис и Макларен [10] объяснили такое поведение ТМС, исходя из механизмов туннелирования свободных электронов через квадратный потенциальный барьер в простом приближении Зоммерфельда. С ростом напряжения в ФМ слое увеличивается количество свободных состояний, доступных для туннелирования, что делает спиновую поляризацию МТП зависимой от напряжения. Поскольку проводимость МТП становится энергетически зависимой, это

приводит к вариации ТМС с напряжением. При напряжениях $eV > E_{MAX}$ эффекты фононного возбуждения и туннелирование на примесях также могут оказывать влияние на вольтовые зависимости ТМС, поэтому считается, что все из вышеперечисленных механизмов играют ключевую роль в большей или меньшей степени.

3.3 Зависимость ТМС от температуры

Во всех туннельных переходах величина ТМС падает с возрастанием температуры. В отличие от немагнитных переходов, в МТП температурная зависимость ТМС является ярко выраженной и в среднем составляет около 15-25% при изменении температуры от 4.2 К до 300 К. Шанг [11] объяснил эти результаты уменьшением спиновой поляризации P с возрастанием температуры вследствие возбуждения спиновых волн. Согласно модели Шанга, туннельная спиновая поляризация, как и поверхностная намагниченность, подчиняется закону Блоха $T^{3/2}$, то есть, $M(T) = M(0)(1 - \alpha T^{3/2})$, где α – подгоночный параметр модели. Подбирая значение α , удалось достичь приемлемого объяснения температурной зависимости ТМС, что показано на рис. 5а. На рис. 5б также показана температурная зависимость отдельных сопротивлений МТП для P и AP состояний, соответственно.

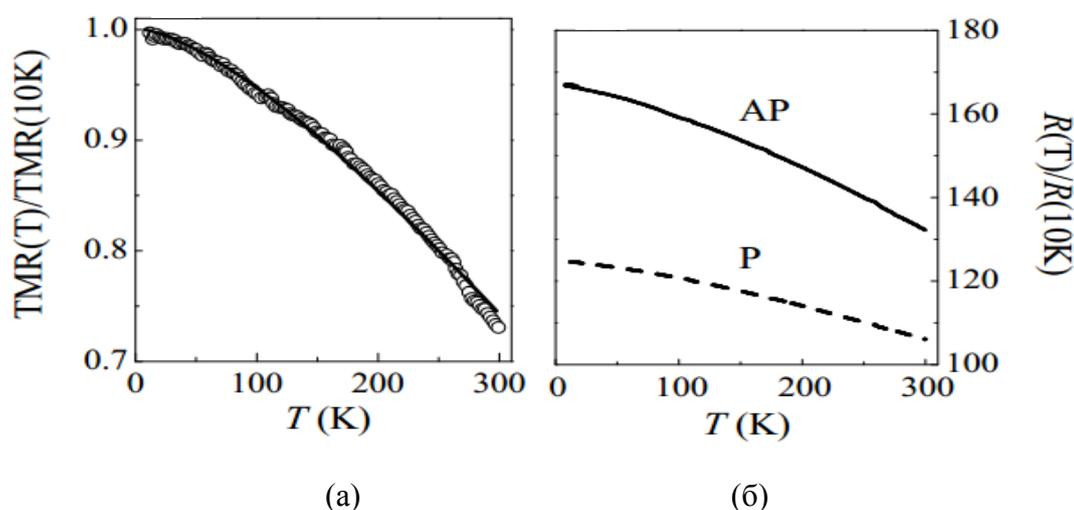


Рисунок 5 – (а) Температурная зависимость ТМС для структуры Co/Al₂O₃/Co (кружки) в сравнении с подгоночной теоретической кривой (сплошная линия) по модели Шанга [11]. (б) Температурная зависимость сопротивления МТП для параллельной (пунктирная линия) и антипараллельной (сплошная линия) ориентации намагниченностей [6]

Другая причина спада ТМС с температурой может заключаться в рассеянии электронов с переворотом спина на магнитных примесях в туннельном барьере, когда происходит увеличение количества отраженных электронов с ростом температуры, что приводит к уменьшению ТМС.

4 Теоретические модели спин-зависимого туннелирования в магнитных туннельных структурах

Туннельный ток в МТП напрямую зависит от плотности состояний в ФМ электродах, различающейся для спинов «вверх» (\uparrow) и спинов «вниз» (\downarrow), вследствие чего вероятность туннелирования сильно варьируется при изменении взаимной ориентации намагниченностей. В результате, количество электронов, протуннелировавших через туннельную прослойку с одной ориентацией спина, будет больше, чем с другой ориентацией, что приведет к ненулевой величине ТМС. При этом существует несколько теоретических моделей, описывающих механизмы протекания спин-поляризованного туннелирования в МТП, приводящие к возникновению спин-туннельного эффекта.

Чтобы объяснить рассогласование между измеренными и теоретически рассчитанными значениями туннельной спиновой поляризации из первых экспериментов по спин-поляризованному туннелированию в сверхпроводниковом детекторе [12], в начале 80-х годов были разработаны первые теоретические модели спин-поляризованного туннелирования, основные из которых предложены Стернсом [13], Жульером [1] и Слончевским [14].

4.1 Модель Стернса (Stearns' model)

Известно, что электронная структура $3d$ ФМ металлов характеризуется дисперсионными зонами электронов s -состояний, которые находятся в гибридизации с d -состояниями локализованных электронов. Гибридизация электронов очень сильно выражена на уровне Ферми для минорных электронов в Co и Ni. Данная особенность зонной структуры материалов была описана Стернсом при разработке качественной модели, объясняющей характер спиновой поляризации туннелирующих электронов для различных ФМ металлов [13]. Он обратил внимание на то, что локализованные d -электроны обладают большой эффективной массой, поэтому их волновые функции быстро затухают в барьере, однако, волновые функции s -электронов затухают достаточно медленно. Поэтому преимущественно s -электроны вносят вклад в общий туннельный ток.

Модель Стернса, представленная на рис. 6, демонстрирует зонную структуру объемного Ni (110). Как видно из рисунка, для мажорных электронов (со спином \uparrow) существует единственная дисперсионная s -кривая, которая пересекает уровень Ферми. Для минорных электронов (со спином \downarrow) таких зон несколько. Однако, только s -дисперсионная зона (представленная жирной линией) вносит вклад в туннельный процесс, другие зоны полагаются локализованными и не учитываются.

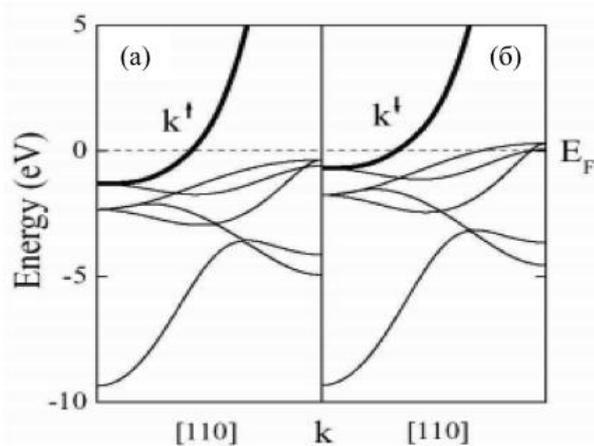


Рисунок 6 – Зонная структура в объемном Ni (110) для (а) мажорных и (б) минорных электронов. Сплошные линии показывают s -зоны, аналогично приближению свободных электронов, доминирующие в туннелировании. При этом волновые векторы k^\uparrow и k^\downarrow определяют спиновую поляризацию туннельного тока [13]

Отсюда, аналогично построению зон для почти свободных электронов, плотность состояния электронов прямо пропорциональна асимметрии волновых векторов на уровне Ферми, которая определяется значением спиновой поляризации P_{JFM} :

$$P_{JFM} = \frac{k^\uparrow - k^\downarrow}{k^\uparrow + k^\downarrow} \quad (2)$$

где k^\uparrow и k^\downarrow – волновые векторы дисперсионных зон для мажорных (со спинами \uparrow) и минорных (со спинами \downarrow) электронов в ФМ металле соответственно.

Таким путем Стернсом были получены значения $P_{JFM} = 45\%$ и $P_{JFM} = 10\%$, согласно зонной структуре для Fe и Ni, что полностью соответствует экспериментальным данным. Отсюда появилось понятие «туннельная плотность состояний», связанное с туннельной проводимостью, определяющейся произведением эффективных заполненных и пустых состояний в одном и другом ФМ металле. Из этого следует, что спин-зависимое туннелирование требует детального изучения электронной структуры МТП.

4.2 Модель Жульера (Julliere's model)

По теории Жульера ТМР возникает из-за того, что плотность состояний электронов на уровне Ферми зависит от ориентации спинов. Она различна для спинов, ориентированных \uparrow и \downarrow , то есть, вдоль или против намагниченности соответствующего слоя ферромагнетика. Во время туннелирования направление спина не изменяется, поэтому электрон может туннелировать только в подзону с таким же спином, как показано на рис. 7.

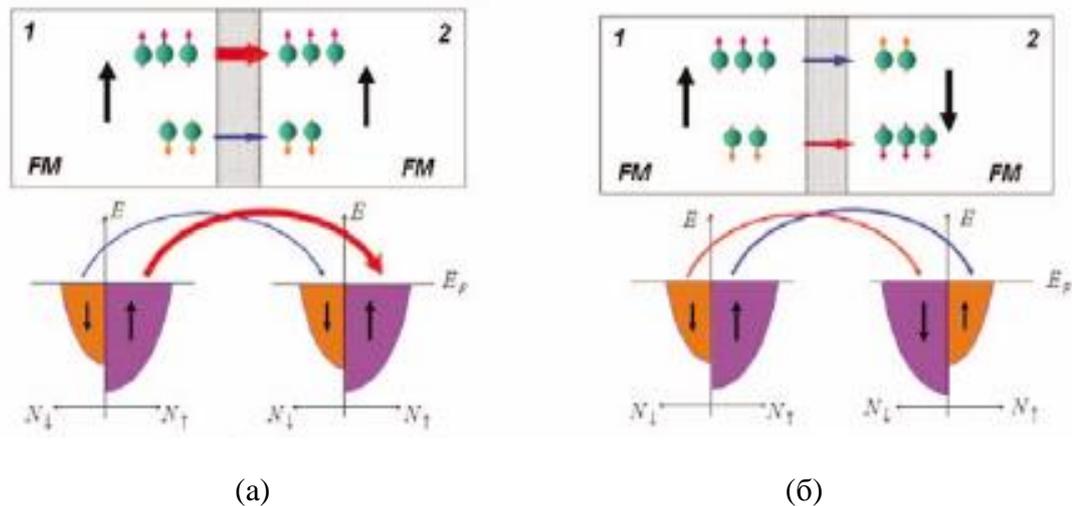


Рисунок 7 – Схематическое представление механизма появления эффекта ТМР, где FM – ФМ материал, E – энергия, E_F – уровень Ферми, N_\uparrow и N_\downarrow – плотность состояний на уровне Ферми для электронов со спином \uparrow и \downarrow соответственно. На рисунке намагниченности в электродах ориентированы (а) параллельно (Р-состояние) и (б) антипараллельно (АР-состояние)

Переключение от параллельной (P) к антипараллельной (AP) конфигурации электродов будет приводить к изменению подзон, в которые приходит туннелирующий электрон. Следовательно, электропроводность МТП должна быть пропорциональна произведению плотностей состояний (DOS) ФМ материала. Основываясь на этих соображениях, Жульер получил следующую формулу для величины ТМС (TMR):

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (3)$$

где P_1 , P_2 – спиновые поляризации соответствующих электродов, определяющиеся как:

$$P = \frac{N_\uparrow(E_F) - N_\downarrow(E_F)}{N_\uparrow(E_F) + N_\downarrow(E_F)} \quad (4)$$

где $N_\uparrow = N_\uparrow(E_F)$, $N_\downarrow = N_\downarrow(E_F)$ – туннельные плотности состояний на уровне Ферми E_F для электронов со спинами \uparrow и \downarrow , соответственно. Стоит отметить, что в типичных ферромагнетиках (Fe, Co, Ni) поляризация $P \sim 0.4-0.6$.

Воспользовавшись известными значениями спиновой поляризации для Co и Fe из ранних экспериментов Тедрова и Мезервея (Tedrow, Meservey [15]), Жульер получил значение ТМС порядка 26%, что больше, чем экспериментальные 14%. Он объяснил такое расхождение магнитным взаимодействием между ФМ электродами и эффектами рассеяния с переворотом спина. Хотя в дальнейшем модель Жульера использовалась многими исследователями для подбора амплитуды ТМС в МТП, однако, она недостаточно полно описывает картину спин-поляризованного туннелирования, где наиболее важны не характеристики отдельных слоев, а эффективная спиновая поляризация электронов, протуннелировавших через туннельный барьер.

4.3 Модель Слончевского (Slonczewski's model)

Более подробное теоретическое рассмотрение переноса спина электронами в МТП было сделано Слончевским в 1989 г. [14] для трехслойной структуры, состоящей из двух ФМ слоев, разделенных прямоугольным потенциальным барьером. Концепция спин-зависимого туннелирования была разработана в рамках модели Зоммерфельда, для которой магнитные слои могут быть описаны двумя параболическими зонами проводимости, смещенными на величину обменного расщепления для спинов \uparrow и \downarrow , соответственно. После решения квантово-механической задачи туннелирования было получено, что в приближении толстого барьера проводимость линейно зависит от косинуса угла между магнитными моментами пленок, согласно следующей формуле:

$$G(\theta) = G_0(1 + P^2 \cos \theta) \quad (5)$$

где θ – угол между намагниченностями ФМ слоев, G_0 – проводимость в параллельной ориентации намагниченностей, а спиновая туннельная поляризация определяется как:

$$P = P_{JFM} \cdot \frac{\kappa^2 - k^\uparrow k^\downarrow}{\kappa^2 + k^\uparrow k^\downarrow} = \frac{k^\uparrow - k^\downarrow}{k^\uparrow + k^\downarrow} \cdot \frac{\kappa^2 - k^\uparrow k^\downarrow}{\kappa^2 + k^\uparrow k^\downarrow} \quad (6)$$

где $\kappa = \sqrt{\frac{2m(U - E_F)}{\hbar^2}}$ – волновой вектор внутри туннельного барьера, m – масса электрона, \hbar – постоянная Планка, U – высота барьера, E_F – уровень Ферми в ФМ слое.

Из формулы (6) видно, что, помимо выражения Жульера для спиновой поляризации P_{JFM} отдельного ФМ слоя, значение P содержит также множитель, зависящий от высоты туннельного барьера. Было показано, что спиновая туннельная поляризация существенно варьируется с изменением высоты барьера и даже меняет свой знак. Как следствие, это отражается на величине ТМС, которая определяется не только изолированными электродами, но также и характеристиками туннельного барьера.

5 Роль интерфейса в туннельных структурах

Туннельный ток в МТП очень сильно зависит от электронной структуры вблизи интерфейса между ФМ электродами и изолирующим барьером. Одним из способов проверки чувствительности токовых характеристик к интерфейсам слоев является вставка промежуточных сверхтонких слоев (dusting layers) на границах «электрод-барьер». Тедров и Мезервей [16] показали, что только несколько монослоев ФМ материала необходимо для создания туннельной спиновой поляризации в ультратонких магнитных пленках. Сравнительно недавно было показано, что такая чувствительность поляризации к параметрам промежуточного слоя обусловлена качеством технологического роста структуры МТП: интерфейс Cu/Co является более гладким в отличие от интерфейса Co/Al₂O₃.

Более быстрый экспоненциальный спад ТМС был получен в структурах с ультратонким Cr слоем в Co/Cr/Al₂O₃/Co МТП с длиной затухания ТМС порядка 1 Å для 0.5 монослоя Cr (рис. 8а). При добавлении слоя Co на слой Cr характеристика ТМС практически полностью восстанавливается на 3–5 монослоях Co. Отсюда следует, что только несколько монослоев электрода на границе «ферромагнетик-изолятор» влияют на туннельные свойства МТП.

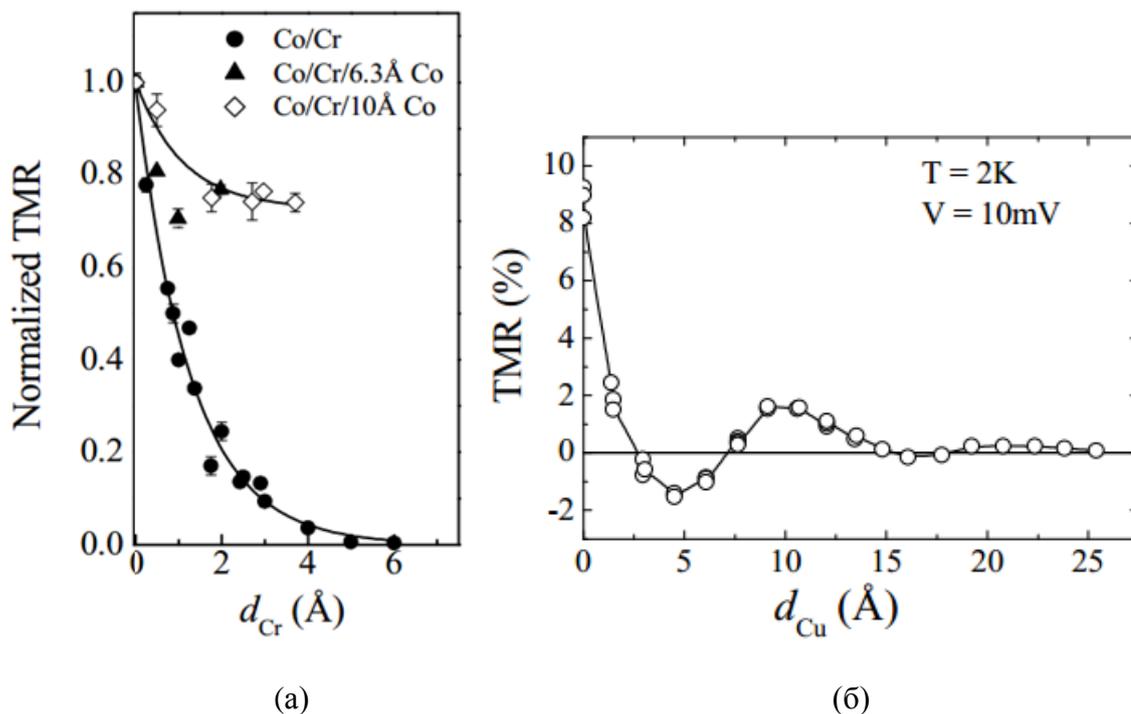


Рисунок 8 – (а) Нормированная зависимость ТМС при $T=10$ К как функция от толщины Cr слоя для Co/Cr(d_{Cr})/Al₂O₃/Co и Co/Cr(d_{Cr})/Co(d_{Co})/Al₂O₃/Co МТП, где d_{Cr} – толщина промежуточного слоя Cr, d_{Co} – толщина пленки Co [17]. (б) Зависимость ТМС при $T=2$ К и напряжении $V=10$ мВ от толщины промежуточного слоя Cu на интерфейсе МТП Co(001)/Cu(001)/Al₂O₃/Ni₈₀Fe₂₀. Период осцилляций ТМС составляет 11.4 Å [17]

Также теория предсказывает осциллирующую зависимость ТМС от толщины промежуточного слоя, что связано с формированием квантовых ям. Осцилляции на квантовых ямах наблюдались экспериментально в работе [Ошибка! Залкадка не определена.] для

Co(001)/Cu(001)/Al₂O₃/Ni₈₀Fe₂₀ МТП, что показано на рис. 8б. Колебания ТМС возникают в результате спин-зависимого отражения электронов на интерфейсе Co/Cu, что обусловлено образованием квантовых ям в промежуточном слое Cu.

6 Магнитные туннельные переходы на MgO. Прогресс в технологии

Одним из значительных достижений спинтроники за последнее десятилетие является создание высококачественных МТП с кристаллическим диэлектрическим слоем MgO в качестве туннельной прослойки (спейсера). В 2001 году группа Батлера и группа Матона независимо сделали теоретическое предсказание, что при использовании железа в качестве ферромагнетика и оксида магния в качестве диэлектрика, эффект туннельного магнитного сопротивления может возрасти на несколько тысяч процентов [18]. В 2004 году в лабораториях фирмы IBM (Parkin) и университета в Цукубе (Yuasa) физики и технологи смогли изготовить устройства на основе Fe/MgO(001)/Fe и достичь величины туннельного магнитосопротивления в 200% при комнатной температуре [19, 20]. Прогресс в технологии создания МТП на оксиде алюминия (Al-O) и оксиде магния (MgO) показан на рис. 9.

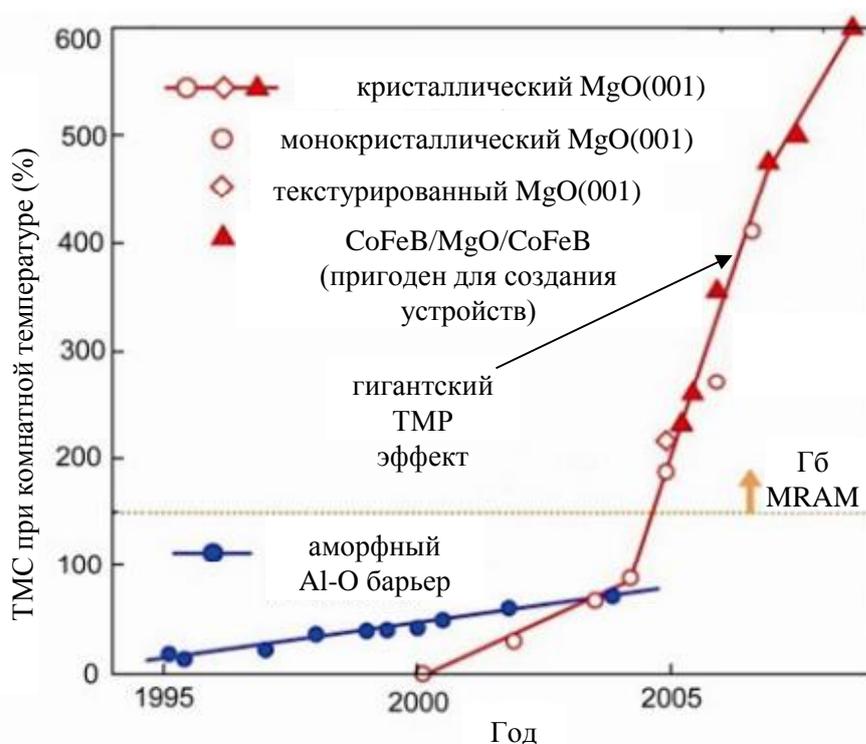


Рисунок 9 – Дорожная карта технологии МТП для материалов барьера Al-O_x и MgO [21]

Как видно из рис. 10, принципиальную роль в повышении значения ТМС играет качество кристаллической структуры туннельного спейсера. При соблюдении этого условия становятся достижимыми значения коэффициентов ТМС порядка 600% [22]. Так в настоящее время самое высокое значение ТМС при комнатной температуре составляет 604% (1144% при T=5 K), что было достигнуто в работе [23].

Типичные изображения структур МТП с аморфной AlO_x и кристаллической MgO туннельными прослойками ясно показывают значимость эпитаксиального роста пленок, выбора кристаллографической ориентации слоев (задается ориентацией туннельного спейсерного слоя

MgO (001)) и необходимость в проведении операции отжига после напыления МТП, влияющие на ТМС, согласно рис. 9 [24].

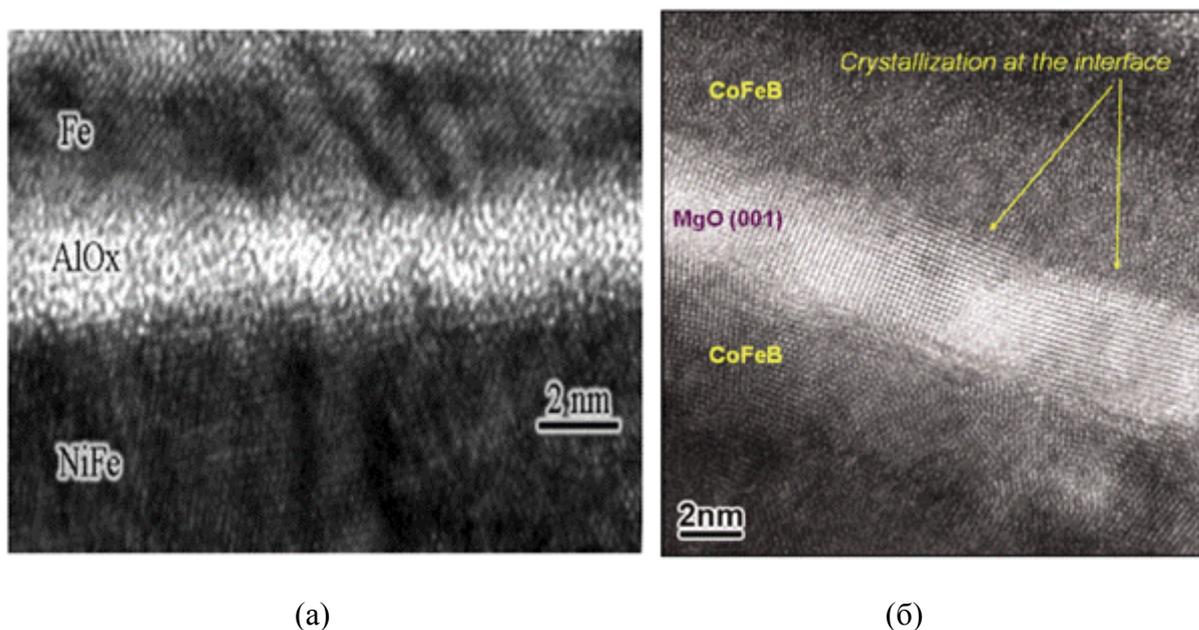


Рисунок 10 – (а) ПЭМ-изображение структуры МТП Fe-AlO_x (аморфный слой)-NiFe с использованием PVD метода нанесения слоев (осаждение из газовой фазы). (б) ПЭМ-изображение структуры МТП CoFeB-MgO (кристаллический слой) – CoFeB с магнетронным напылением слоев и последующим отжигом при температуре T=270⁰C [24]

Стоит отметить, что на рис. 10б слой CoFeB сразу после осаждения является аморфным, тогда как туннельный спейсер MgO демонстрирует хорошо-ориентированную (001) кристаллическую структуру. После операции отжига слои CoFeB приобретают ОЦК-кристаллическую структуру, эпитаксиально сформированную в сторону от интерфейса с кристаллической решеткой MgO. Измеренное значение ТМС при комнатной температуре для экспериментальной структуры МТП на рис. 10а составляет порядка 110%, что превышает обычные получаемые значения ТМС в МТП на аморфных пленках AlO_x.

6.1 Теория когерентного туннелирования через кристаллический MgO (001) барьер (Жанг, Батлер и т.д.)

Для дальнейшего развития технологии МТП было важно понимание механизма кардинального увеличения отношения ТМС в МТП с эпитаксиально выращенной MgO туннельной прослойкой. Авторы работ [21, 25] объясняют этот механизм следующим образом.

При туннелировании в МТП с аморфным Al-O туннельным барьером (рис. 11а) ввиду отсутствия кристаллографической симметрии внутри барьера Блоховские волновые функции туннелирующих электронов могут связываться с затухающими состояниями в Al-O, что приводит к некогерентным туннельным процессам и конечным вероятностям прохождения через оксидный слой. В 3d магнитных металлах существует несколько Блоховских состояний с

различной симметрией волновых функций (Δ_1 , Δ_2 , Δ_5 и т.д.), причем Блоховские состояния с Δ_1 симметрией (*spd*-гибридизированные состояния) обладают большой спиновой поляризацией $P > 0$ на уровне Ферми, тогда как состояния с Δ_1 симметрией (*d* состояния) имеют поляризацию $P < 0$ на том же уровне. Поскольку доминирующую роль в туннелировании играют Δ_1 -симметричные состояния, то спиновая поляризация сохраняется положительной.

В случае туннелирования в МТП с MgO (001) (рис. 11б) монокристаллический барьер «отфильтровывает» электроны с определенной симметрией (Δ_1 -симметричные Блоховские состояния) волновых функций [26, 27, 18], так что величина ТМС зависит от спиновой поляризации электронов в электродах, волновые функции которых обладают той же симметрией.

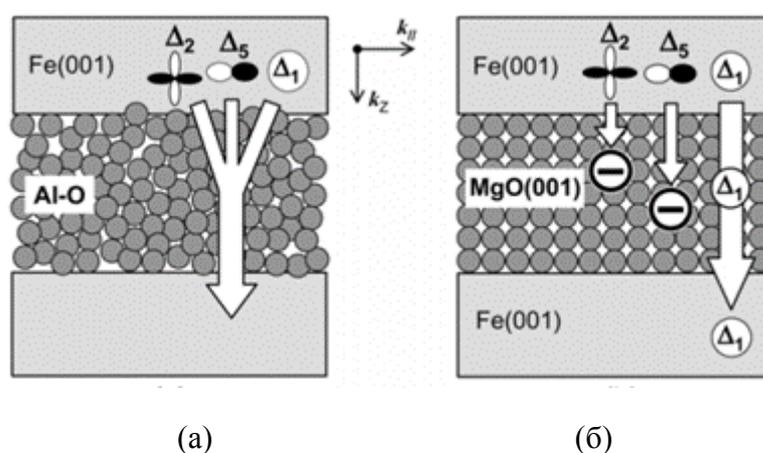


Рисунок 11 – Схематические иллюстрации туннелирования электронов через (а) аморфный Al-O барьер и (б) кристаллический MgO(001) барьер

Существуют три вида состояний в туннельном барьере, с которыми связываются Блоховские состояния электронов, попадающих из ФМ слоев в диэлектрик: Δ_1 -, Δ_5 - и Δ_2 -симметричные туннельные состояния в запрещенной зоне MgO. Высокая спиновая поляризация, полученная селекцией туннелирующих волн определенной симметрии в монокристаллическом барьере, служит хорошей иллюстрацией процессов, отражающих суть термина «спиновая поляризация» в спинтронных экспериментах. На примере рис. 12 из [18] показана плотность состояний эванесцентных волновых функций различных симметрий: Δ_1 , Δ_5 и т.д. (латинский термин «evanescent» означает «имеющий тенденцию исчезать»; в волновой физике этим термином называют волны, экспоненциально затухающие при удалении от границы) для барьерного слоя MgO(001), помещенного между Co электродами.

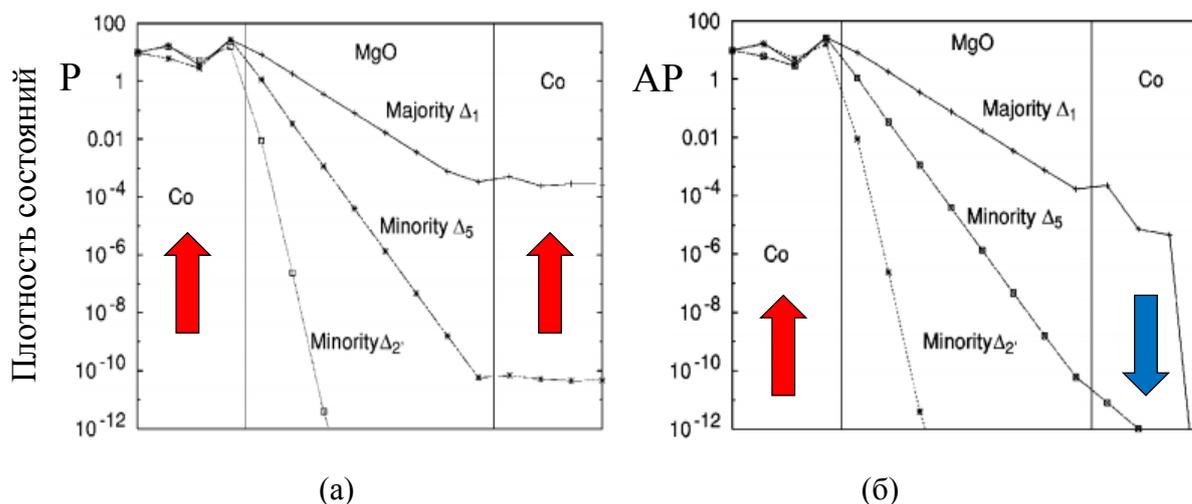


Рисунок 12 – Модель ТМС, приведенная на примере затухания эванесцентных электронных волн с различной симметрией в слое MgO(001), помещенном между кобальтовыми электродами, для (а) параллельной (P) и (б) антипараллельной магнитной конфигурации МТП согласно работе [18]

Здесь ключевым является тот факт, что, по крайней мере, для гладких границ эванесцентная волновая функция заданной симметрии барьерной прослойки связана с Блоховскими функциями соответствующей симметрии на уровне Ферми для электродов. В случае кобальтовых электродов волновая функция Δ_1 -симметрии хорошо проявляется на уровне Ферми для подуровня, соответствующего направлению основных (majority) носителей спина и не проявляется для подуровня, соответствующего направлению неосновных (minority) носителей спина. В результате, хорошее согласование медленно затухающей волновой функции Δ_1 -симметрии с двумя электродами может быть достигнуто только в случае их параллельно ориентированной магнитной конфигурации, что дает очень высокие значения туннельного магнитосопротивления. В других туннельных барьерах могут существовать волновые функции с симметриями, отличными от выбранной в MgO(001) Δ_1 -симметрии. Так, например, в туннельном барьере состава SrTiO₃ преимущественно выделены эванесцентные волновые функции Δ_5 -симметрии, соответствующие в кобальтовых электродах состоянию неосновных (minority) носителей спина [28]. Это объясняет отрицательную эффективную спиновую поляризацию для кобальта, полученную в результате изучения МТП на барьере состава SrTiO₃ [29]. Все вышеприведенные данные окончательно подтвердили факт отсутствия собственной спиновой поляризации в магнитном проводнике. При исследовании МТП значения эффективной спиновой поляризации для магнитного проводника зависят от избирательной симметрии туннелирующего барьера, и, в зависимости от выбора разных по составу барьеров, могут принимать положительные или отрицательные значения, а также достигать высоких или, наоборот, малых по величине значений. По аналогичной схеме характеризуется процесс спиновой поляризации в случае металлической проводимости, испытывающей сильную зависимость от спин-зависимого характера рассеяния на неоднородностях.

6.2 Экспериментальные исследования ТМС в эпитаксиальных МТП с кристаллическим барьером MgO(001)

В 2007 году, устройства на основе ТМР эффекта с прослойкой из MgO полностью заменили устройства на основе эффекта гигантского магнитного сопротивления (ГМР) на рынке устройств магнитного хранения информации, поскольку теоретические предсказания большой величины ТМС в таких структурах были впоследствии неоднократно подтверждены в процессе экспериментальных разработок. Однако, в силу нетривиальности создания почти идеальных интерфейсов слоев в структуре МТП для достижения значительных показателей магнитосопротивления, первоначальное значение ТМС при комнатной температуре в структуре Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) было порядка 30%, что не превышало 70%, полученных для МТП с туннельной прослойкой AlO_x [25]. Было экспериментально показано, что атомы Fe на границе с MgO в таких структурах МТП легко окисляются. Непосредственная связь между процессами окисления интерфейсных атомарных слоев и снижением ТМС была объяснена Жангом в работе [30], где проводились первопринципные расчеты плотности состояний в таких структурах с идеальным и окисленным интерфейсом, соответственно. Было показано негативное влияние лишних атомов кислорода вблизи границы Fe(001)/MgO(001) на процессы когерентного туннелирования состояний с Δ_1 -симметрией в МТП и, как следствие, на уменьшение эффекта ТМР. Таким образом, окисление даже одного слоя на интерфейсах «туннельная прослойка-электрод» существенно подавляет степень когерентности туннельных процессов, что не позволяет добиться высоких значений ТМС.

На рис. 13а представлено поперечное сечение МТП, выращенного на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), где легко видеть монокристаллические решетки Fe и MgO с ориентациями (001). Магниторезистивные петли для такой эпитаксиальной структуры Fe(001)/MgO(001)/Fe(001), которые демонстрируют значения ТМС порядка 180% при комнатной температуре (и 245 % при температуре $T=20$ К), представлены на рис. 13б. Это были первые результаты, превышающие максимальные значения ТМС для МТП на Al-O [20]. Ключевая роль в таком технологическом развитии МТП на барьере MgO заключается в создании чистых интерфейсов Fe/MgO без окисленных атомов Fe.

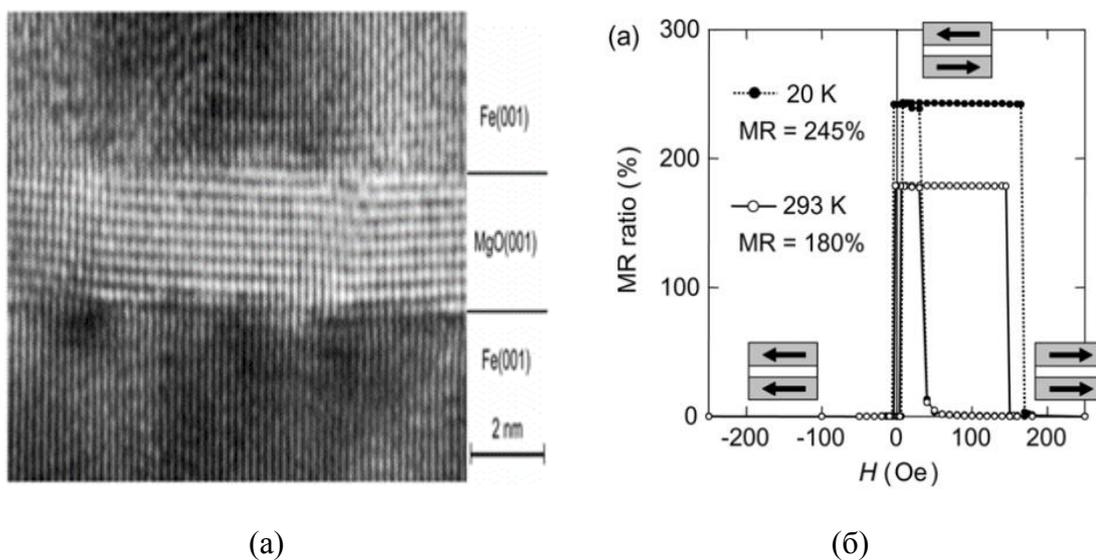


Рисунок 13 – (а) Магнитное ПЭМ изображение поперечного сечения эпитаксиально выращенной структуры МТП Fe(001)/MgO(001)/Fe(001). Вертикальное и горизонтальное направление на срезе соответствуют Fe(001)-MgO(001) и Fe(100)-MgO(110) направлению кристаллографических осей. (б) Полевая зависимость ТМС (при напряжении 10 мВ) при комнатной температуре $T=300$ К и температуре $T=20$ К для структуры на рис. 13а [20]

Напыление МТП с поликристаллической (textured) пленкой MgO на пластины Si с затравочным слоем TaN для ориентации всей структуры по кристаллографическому направлению (001) позволило достичь ТМР эффекта 220% при комнатной температуре [19]. Однако, самое высокое значение ТМС на сегодняшний день было обнаружено в экспериментах со структурой CoFeB/MgO/CoFeB и составляло 604% при температуре $T=300$ К [23]. Туннельный эффект с такими высокими показателями получил название «гигантского» ТМР эффекта.

Выделяются несколько интересных эффектов, полученных при рассмотрении туннельных структур на MgO с ориентацией (001). Так было получено, что соотношение ТМС в структуре МТП Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) осциллирует с толщиной туннельной прослойки t_{MgO} , что экспериментально доказано для клинообразного барьера MgO в эпитаксиально выращенной структуре МТП (рис. 14а, б, в, г). В то время как туннельное сопротивление МТП растет экспоненциально с увеличением t_{MgO} , величина ТМС имеет осциллирующий характер поведения, как показано на рис. 14д. Зависимость ТМС аппроксимируется осциллирующей функцией (обычная косинусоидальная кривая) с периодом осцилляции 3.17 Å. Подобная осцилляция, однако, не была обнаружена в структурах МТП с AlO_x барьером.

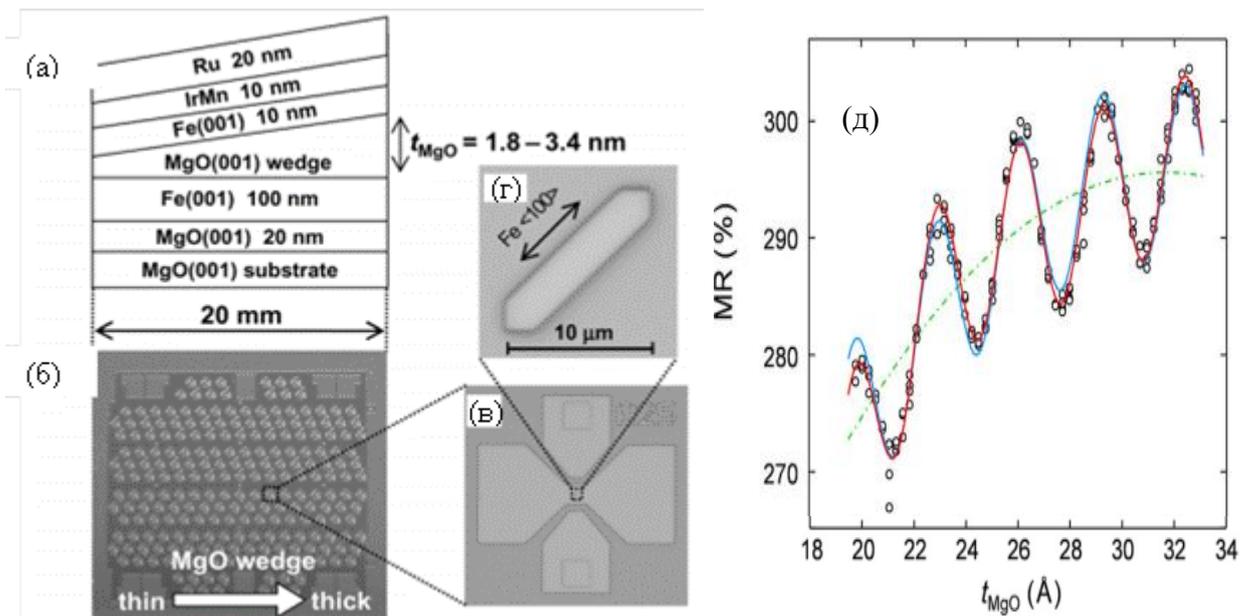


Рисунок 14 – (а) Поперечное сечение эпитаксиальной структуры МТП Fe(001)-MgO-Fe(001) с клинообразным MgO барьером. (б) - (г) Фотографии изготовленных образцов с массивом МТП Fe-MgO-Fe: (б) общий вид всех МТП; (в) увеличенное изображение структуры МТП с разводкой; (г) изображение отдельного МТП с площадью поперечного сечения 36 мкм^2 . (д) Зависимость ТМС от значения толщины туннельной прослойки t_{MgO} . Голубой линией показана аппроксимирующая функция с периодом осцилляций 3.17 \AA . Зеленая пунктирная линия – квадратичная функция, аппроксимирующая средние значения ТМС в каждой точке. Красная кривая на графике – суперпозиция аппроксимирующих функций с большим (9.92 \AA) и малым (3.17 \AA) периодами колебаний [31]

Такое поведение ТМС при возрастании толщины t_{MgO} связано с интерференцией двух туннельных состояний с Δ_1 - и Δ_5 - симметрией на уровне Ферми, что является источником осцилляции туннельной проводимости МТП и, следовательно, величины ТМС.

Известно, что для трехслойного перехода «ФМ – немагнитный металл (НМ) – ФМ» величина обменной связи (ИЭС) осциллирует как функция толщины спейсера $t_{\text{НМ}}$ за счет электронов проводимости на уровне Ферми. Однако, для структур с аморфным туннельным слоем AlO_x не было обнаружено такого поведения внутренней обменной связи. Внутренняя АФМ обменная связь была впервые обнаружена Фауэр-Винсентом в эпитаксиальных МТП структурах Fe(001)/MgO(001)/Fe(001). Как показано на рис. 15, такая связь значительна при толщине барьера $t_{\text{MgO}} < 0.8 \text{ нм}$, далее с ростом t_{MgO} она меняет знак при $t_{\text{MgO}} = 0.8 \text{ нм}$, переходя к ФМ типу связи, и затем постепенно спадает до нуля [32].

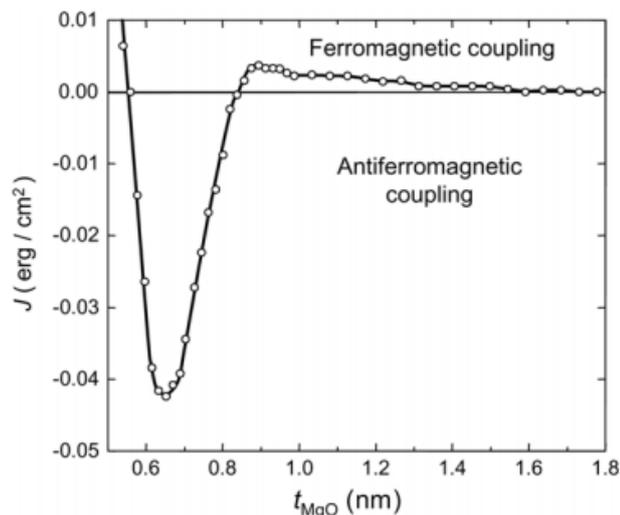


Рисунок 15 – Межслойное обменное взаимодействие J в эпитаксиальной структуре МТП Fe(001)/MgO(001)/Fe(001) при комнатной температуре [32]

6.3 Структура МТП на MgO для практических применений

Поскольку в структурах МТП с монокристаллической туннельной прослойкой MgO (001) проявляется «гигантский» TMR эффект (то есть, соотношение TMC в среднем выше 200%) при комнатной температуре, то такие структуры являются привлекательными с точки зрения разработки спинтронных устройств, таких как память MRAM, считывающие головки жестких дисков (HDD) или быстродействующая магнитная логика [33]. Однако, для практических применений требуется усложненная структура МТП, состоящая из более чем трех слоев, которая должна в себя включать: затравочный слой, АФМ слой, синтетический АФМ (САФМ) слой (закрепленный слой), туннельный барьер и ФМ слой (запоминающий свободный слой) (рис. 16).

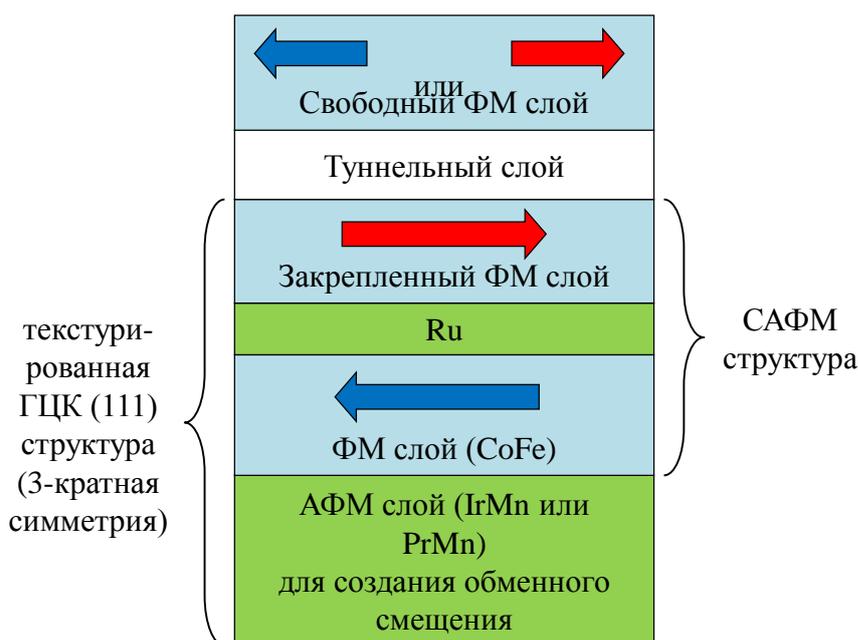


Рисунок 16 – Структура МТП для практических применений в спинтронных устройствах

Как правило, в качестве АФМ слоя используется IrMn (PtMn, FeMn) для создания обменного смещения с закрепленным САФМ слоем. Верхний ФМ слой сохраняет записанное состояние и является свободным. Структура САФМ слоя состоит из антиферромагнитно-связанной трехслойной структуры «ФМ-немагнитная прослойка-ФМ», такой как CoFe(CoFeB)-Ru-CoFe(CoFeB), и действует как спиновый поляризатор структуры МТП, закрепленный за счет обменной связи с АФМ слоем. Этот слой является критическим в технологии создания МТП для спинтронных устройств, поскольку обладает встроенной сильной обменной связью и малым наведенным магнитным полем, действующим на верхний свободный ФМ слой. Надежно работающий АФМ/САФМ связанный слой основан на ГЦК структуре с ориентацией (111). Стабильность всех спинтронных устройств на МТП напрямую зависит от безотказности работы закрепленного слоя. Основная проблема состоит в том, что ГЦК решетку MgO(001) типа NaCl (4-кратная симметрия) сложно совместить с ГЦК (111)-ориентированной АФМ/САФМ структурой (3-кратная симметрия) из-за несоответствия по структурной симметрии. Решение вышеупомянутой проблемы заключается в росте такой структуры МТП после добавления аморфного слоя CoFeB между САФМ структурой и туннельным слоем MgO. Так после процесса отжига при 360⁰С в структуре МТП CoFeB/MgO/CoFeB были получены значения ТМС порядка 230% (рис. 17) при комнатной температуре [34], в другой же работе [22] на структурах такого же состава эффект ТМР был повышен до 500%.

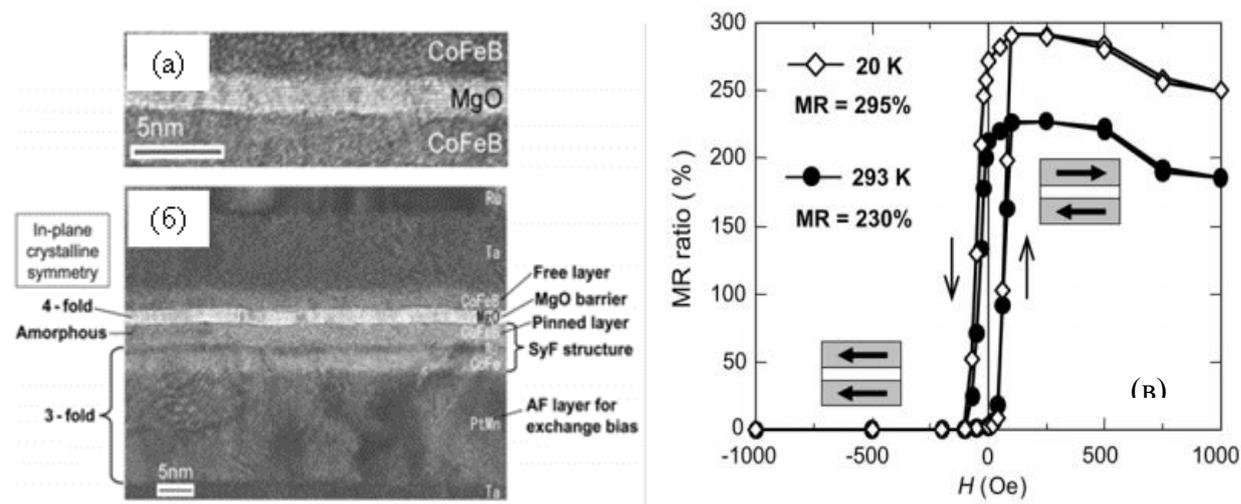


Рисунок 17 – (а), (б) ПЭМ-изображение поперечного сечения МТП CoFeB/MgO/CoFeB с САФМ закрепленным слоем и АФМ слоем для создания обменного смещения в МТП. При этом (а) – магнитное изображение структуры (б). (в) Полевая зависимость ТМС при комнатной температуре и температуре T=20 К для МТП CoFeB/MgO/CoFeB при напряжении 10 мВ [34]

Такие структуры МТП как CoFeB/MgO/CoFeB являются наиболее оптимальными для практических целей и изготавливаются посредством магнетронного напыления при комнатной температуре с последующим термическим отжигом.

7 Новые разновидности структур МТП для повышения функциональности и рабочих характеристик устройств на их основе

Рабочие характеристики спинтронных устройств на основе МТП (MRAM, магнитная логика, считывающие устройства и т.д.) могут быть заметно улучшены благодаря новым решениям, направленным на оптимизацию материалов, структуры и параметров роста МТП, что приводит к увеличению эффекта ТМР и повышению общей функциональности. Начиная с 2006 г. активно проводились исследования, углубляющие изучение спин-туннельного транспорта в модифицированных видах МТП [35]. В этом контексте наиболее интересно рассмотреть туннельные структуры с двойным туннельным барьером на MgO, с межслойными туннельными барьерами на MgO и новыми типами материалов для ФМ электродов и туннельного слоя.

7.1 Структуры МТП на основе MgO с двойным потенциальным барьером

Структура МТП с двойным потенциальным барьером, для которой в различных экспериментах наблюдались эффекты осцилляции на квантовых ямах, кулоновской блокады и спин-зависимого резонансного туннелирования (СЗРТ), становится практически значимой в случае туннельной прослойки MgO. В этом случае наблюдается существенно большее значение ТМС, чем в однобарьерных МТП, благодаря комбинации СЗРТ с процессами когерентного туннелирования. Схематическое изображение такого МТП показано на рис. 18 на примере стека Fe(001)/MgO/Fe/MgO/Fe.

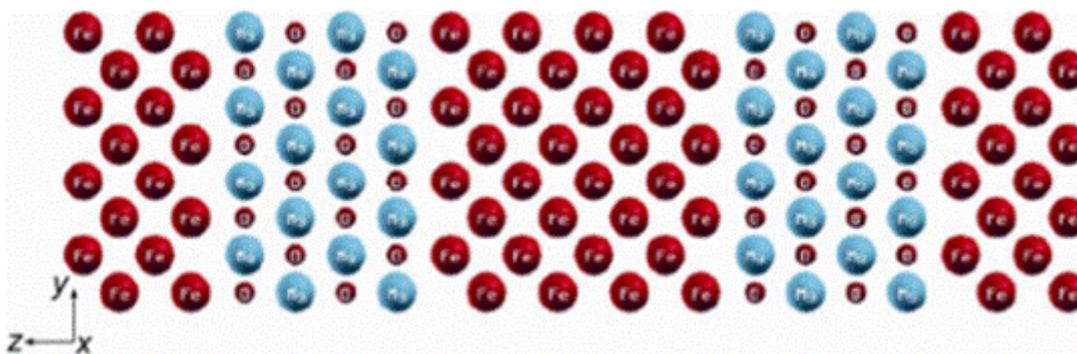


Рисунок 18 – Схематический вид МТП Fe(001)/MgO/Fe/MgO/Fe с двойным потенциальным барьером

В 2005 г. под руководством Нозаки были измерены зависимости величин ТМС и туннельной проводимости такого МТП Fe(001)/MgO/Fe/MgO/Fe, выращенного полностью эпитаксиально на монокристаллической подложке MgO(001), от напряжения смещения [36]. Оказалось, что значение ТМС увеличилось до 110%, что было в 1.25 раза больше самых высоких показателей магнитосопротивления для однобарьерной структуры МТП (порядка 88%). Иллюстрация соответствующих зависимостей ТМС при постоянном напряжении $V=5$ мВ приведена для сравнения на рис. 19. В 2006 г. экспериментальной группой Нозаки также были

достигнуты значения ТМС порядка 136% для псевдо-вентильной структуры МТП MgO(10 нм)/Fe(50 нм)/MgO(2 нм)/Fe(x нм)/MgO(2 нм)/Fe(15 нм) с использованием островкового слоя Fe толщиной x , которая варьировалась от 1 до 1.5 нм. Наблюдался осциллирующий характер зависимости туннельной проводимости dI/dV от напряжения, а также увеличение периода осцилляций и величины dI/dV с возрастанием x .

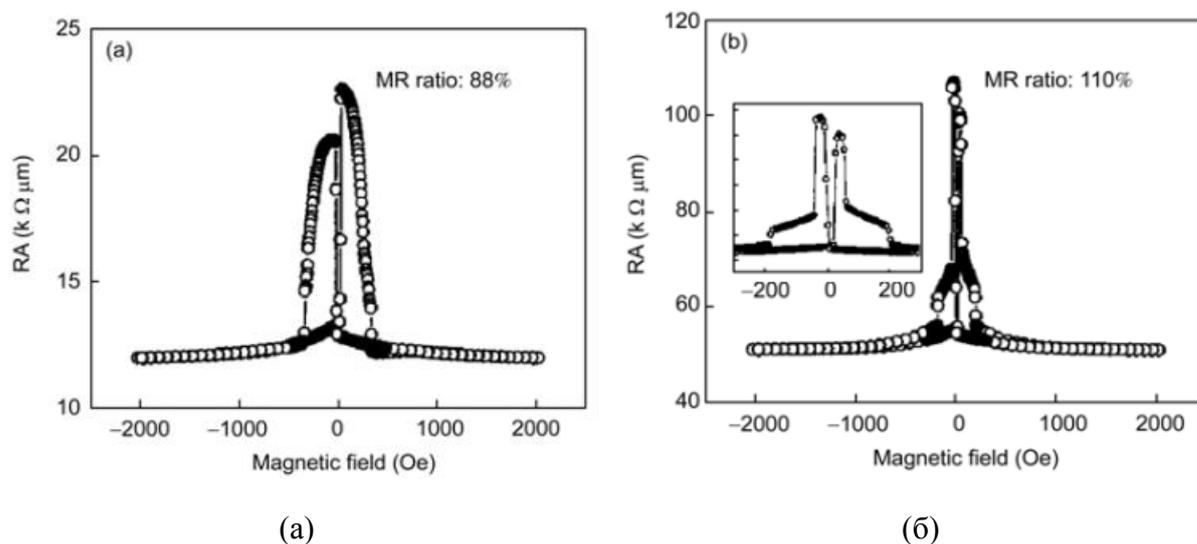


Рисунок 19 – Полевые зависимости ТМС для (а) однобарьерной и (б) двухбарьерной структуры МТП при постоянном напряжении $V=5$ мВ [36]

Также в 2010 г. была предпринята попытка оптимизации среднего магнитного слоя в двухбарьерных структурах МТП на MgO с использованием 3-нм слоя $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ [37]. Оказалось, что величина ТМС для такой структуры после отжига при 350°C ниже (130%), чем для аналогичной однобарьерной структуры МТП (297%) в том же эксперименте. Значения ТМС, однако, были повышены до 165% и 212% при той же температуре отжига для кристаллического ($\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$) и композитного ($\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$) свободных магнитных слоев, соответственно. Последние исследования позволили поднять значение ТМС до 1056% для двухбарьерных структур МТП при комнатной температуре [38], что значительно превышает текущее значение ТМС для однобарьерных МТП (~604%) и представляет собой ощутимый технологический прогресс в создании туннельных структур на MgO.

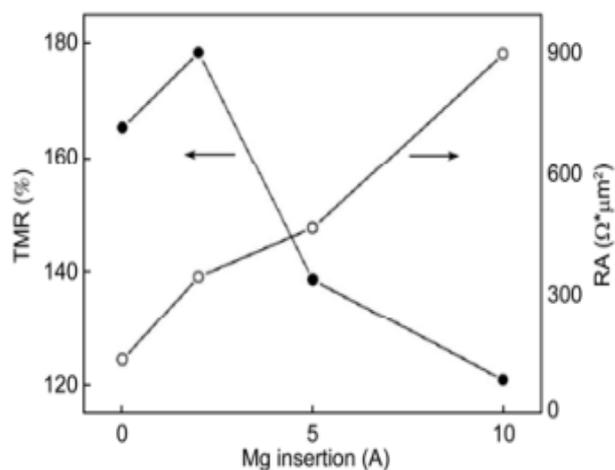
7.2 Структуры МТП на основе MgO с тонкими промежуточными слоями

Для формирования высококачественных структур МТП на MgO была разработана технология напыления ультратонкого Mg слоя на границе нижнего ФМ электрода перед осаждением MgO или вставки слоя Mg на всех интерфейсах МТП. Вставка промежуточных слоев Mg в МТП имеет следующие преимущества: а) сохранение высоких значений ТМС для структур МТП с частично окисленным слоем Mg приводит к малой величине произведения «сопротивление \times площадь (RA) перехода»; б) затравочный кристаллический слой Mg может

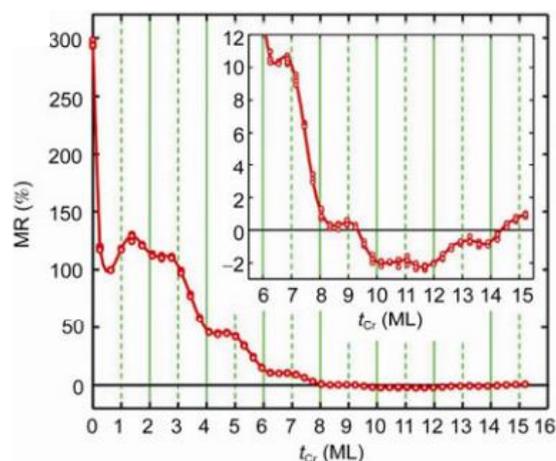
использоваться для получения улучшенной текстуры барьера MgO(001); в) слой Mg предотвращает возможное окисление электродов на интерфейсе с туннельным барьером, что значительно улучшает TMR эффект.

Известно, что толщина слоя Mg значительно влияет на величину TMC, достигая максимального эффекта при значении порядка 2–4 Å. Этот факт был подтвержден экспериментально в [39] для МТП с тонкими промежуточными слоями Mg на границах с MgO в идентичных структурах МТП CoFeB/MgO/CoFeB. Было получено небольшое увеличение TMC для первых нескольких Å толщины пленки Mg. Далее при увеличении толщины Mg происходит значительный спад величины TMC, так как более толстый слой Mg разрушает когерентность между состояниями в ФМ электродах и барьере, как показано на рис. 20а. Увеличение RA произведения обусловлено частичным преобразованием Mg в MgO. При этом для толщины слоя Mg до 10 Å спиновая когерентность сохраняется, что указывает на большую диффузионную длину Блоховских состояний в слое Mg при прохождении электронов с Δ_1 - кристаллической симметрией.

В работе [40] в качестве промежуточного слоя в составе МТП был использован сверхтонкий слой хрома (Cr) в полностью эпитаксиальной структуре Fe/Cr/MgO/Fe(001) для объяснения процессов рассеяния спин-поляризованных туннельных электронов. Поскольку хром не имеет Блоховских состояний с Δ_1 -симметрией на уровне Ферми, эванесцентные состояния в MgO не могут соединиться с Блоховскими состояниями хрома без рассеяния электронов на границе. На рис. 20б показана зависимость величины TMC от толщины хрома t_{Cr} , измеренная при температуре $T=20$ К и напряжении смещения -10 мВ. Осцилляция TMC как функции от t_{Cr} с периодом, равным 2 монослоям (МС) хрома, для толщин t_{Cr} , больших, чем 2 МС, иллюстрирует слоистую АФМ структуру Cr(001).



(а)



(б)

Рисунок 20 – (а) Изменение величины ТМС с толщиной промежуточного слоя Mg при комнатной температуре [39]. (б) Экспериментальная зависимость ТМС от толщины t_{Cr} промежуточного слоя Cr. Вставка к рисунку иллюстрирует детальное поведение ТМС в диапазоне толщин $t_{Cr}=6-15$ нм [401]

7.3 Структуры МТП на основе новых перспективных материалов

Оптимизация электродов МТП

Для создания эффективного спин-зависимого туннелирования в МТП в качестве электродов вместо ФМ металла могут использоваться так называемые полуметаллические ферромагнетики, которые имеют запрещенную зону для одного направления спина (с недоминирующей ориентацией) на уровне Ферми, что обеспечивает практически 100% спиновую поляризацию. Так сплавы Гейслера на основе Co типа Co_2YZ (Y – переходный металл, Z – элемент основной группы) являются наиболее перспективными материалами для МТП структур в целях создания эффективной спиновой инжекции. Самое большое значение ТМС для электродов из Co_2MnSi (CMS) сплава Гейслера было получено в 2008 г. в лаборатории проф. Цунеги и составляло 753% при температуре $T=5$ К, в то время как для комнатной температуры было получено значение 217% при температуре отжига МТП $T_a=475^{\circ}C$ [41]. Также был обнаружен рост ТМР эффекта с возрастанием температуры отжига T_a вплоть до значения $475^{\circ}C$, что связано с улучшенной кристаллизацией туннельного барьера (001) MgO. Сравнительные температурные зависимости различных структур МТП на MgO показаны на рис. 21, где максимальные характеристики наблюдаются для CMS/MgO/CoFe.

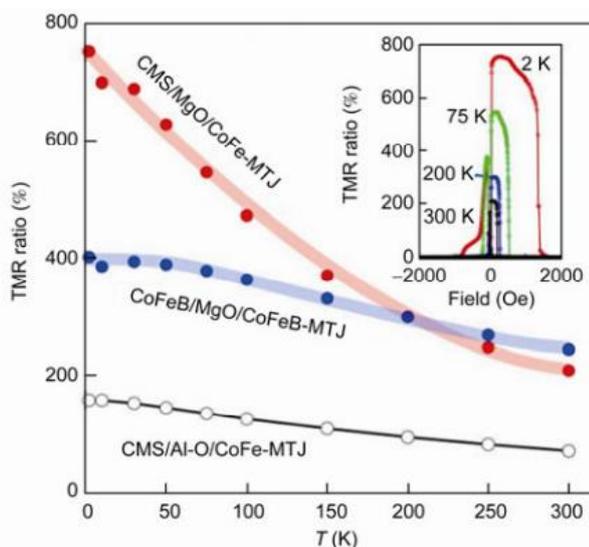


Рисунок 21 – Температурная зависимость ТМС для различных структур МТП, сделанных при температуре отжига $475^{\circ}C$. Вставка показывает ТМР кривые при $T=2$ К, 75 К, 200 К и 300 К для структуры CMS/MgO/CoFe [41]

В 2012 г. в работе [42] было проведено исследование влияния концентрации «α» Mn на характеристики ТМС в структуре МТП на основе туннельного барьера MgO с электродами Co_2MnSi (CMS) и Co_2MnGe (CMG). В результате было получено максимальное значение

TMC=1135% при 4.2 К и 236% при $T=300$ К с возрастанием α до значения 1.29. При этом найдена сильная зависимость TMC от величины α в диапазоне значений от 0.69 до 1.46.

Оптимизация барьера МТП

Поскольку несоответствие параметров кристаллических решеток туннельного барьера MgO и электродов Fe(FeCo) в составе МТП превышает 3%, могут возникать ощутимые напряжения на границах данных слоев, что приводит к появлению дислокаций на интерфейсе и барьерных дефектов, приводящих к асимметрии МТП, быстрому спаду TMC с ростом напряжения и низкому пробивному напряжению. Это является серьезным препятствием на пути повышения эффекта TMR, индуцирует дополнительные электрические шумы и обуславливает необходимость поиска альтернативных материалов туннельного барьера.

Изначально были предложены такие материалы, как SrTiO₃(001), ZnSe(001), однако, эксперименты с их использованием для туннельного барьера привели к низким показателям TMC ввиду трудностей производства высококачественных границ барьера без точечных проколов и взаимной диффузии [21]. Сравнительно недавно экспериментально были достигнуты показатели TMC свыше 100% в кристаллических структурах МТП Fe/MgAl₂O₄/Fe [43], что усилило интерес к исследованиям подобного рода. Такой прогресс является следствием повышения напряжения V_{HALF} , при котором TMC становится в два раза меньше своего значения при нулевом напряжении, в сравнении с МТП на туннельном слое MgO. При этом рассогласование параметров решеток Fe и MgAl₂O₄ составляет менее чем 1%, тем самым обеспечивая практически идеальный интерфейс слоев. В целях повышения эффекта спиновой фильтрации МТП для туннельного барьера был подобран целый класс шпинельных оксидов (spinel oxides), таких как MgAl₂O₄, ZnAl₂O₄, SiMg₂O₄, SiZn₂O₄.

В отличие от ряда туннельных барьеров, рассмотренных ранее (MgO, GaAs, ZnSe, Mg₃B₂O₆) с Δ_1 -симметрией, шпинельные оксиды имеют C_{2v} -симметрию вдоль (001) направления. Однако, первопринципные расчеты показали, что МТП вида MgM₂O₄, где M=Al,Si,Zn, проявляют эффекты спиновой фильтрации, подобные Δ_1 -симметричному туннелированию в МТП на основе MgO. В совокупности с лучшим соответствием решеток с ОЦК магнитными электродами, это приводит к значительному повышению эффекта TMC и преодолению проблем, связанных с неоднородностью интерфейса слоев МТП.

Также функциональность МТП можно повысить за счет использования ферроэлектрических/мультиферроидных материалов в качестве туннельной прослойки, что позволяет контролировать перенос спина как за счет переключения взаимной ориентации намагниченностей слоев, так и посредством переориентации вектора поляризации барьера внешним электрическим полем. Такие туннельные переходы принято называть мультиферроидными туннельными переходами (МФТП). За последние годы наблюдается значительный прогресс в изучении структур МФТП на основе полуметаллических ФМ

электродов ($\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$) и ферроэлектрического ($\text{Ba}(\text{Sr})\text{TiO}_3$) / мультиферроидного ($\text{La}_{0.1}\text{Vi}_{0.9}\text{MnO}_3$) барьера, что позволяет реализовать от 4 до 8 логических состояний при комнатной температуре [44].

8 Магнитная память на туннельных магниторезистивных элементах и перспективы создания энергонезависимых электронных ЗУ

8.1 Принцип функционирования и разновидности магниторезистивных ячеек МОЗУ

Магниторезистивная память с произвольной выборкой (MRAM) представляет собой интеграцию магниторезистивного устройства с матрицей выборки на основе полупроводниковой технологии КМОП. Ключевыми особенностями MRAM являются: энергонезависимость, низкое энергопотребление, практически неограниченное число циклов перезаписи, высокое быстродействие (в наносекундном диапазоне). Подобные характеристики дают полное право рассматривать MRAM в качестве перспективной альтернативы существующим видам памяти (DRAM, SRAM, Flash).

Интерес к MRAM зародился более чем 20 лет назад с концепции ЗУ на доменных границах [45], что получило развитие с появлением анизотропных магниторезистивных (AMR) материалов [46], на смену которым пришли более чувствительные спин-вентильные устройства на основе гигантского магниторезистивного (GMR) эффекта [47] и спин-зависимые туннельные переходы [48]. Разработка MRAM возобновилась после успешного создания спин-зависимых туннельных гетероструктур на аморфном барьере AlO_x , что позволило добиться ощутимого туннельного магниторезистивного эффекта (TMR) при комнатной температуре [49]. В дальнейшем была показана возможность увеличения TMR более чем на 200% в гетероструктурах с туннельной прослойкой из MgO [50]. Упрощенная ячейка MRAM включает магнитный туннельный переход (МТП), состоящий из двух ферромагнитных (ФМ) слоев, разделенных тонкой диэлектрической прослойкой, который соединен с МОП-транзистором для выборки данных. Магниторезистивный эффект основан на сильной зависимости сопротивления МТП от взаимной ориентации намагниченностей ФМ слоев — запоминающего слоя и слоя спинового поляризатора. Так в параллельной (П) ориентации сопротивление МТП низкое (состояние «0»), а в антипараллельной (АП) — высокое (состояние «1»), что позволяет идентифицировать текущее логическое состояние.

В настоящее время наблюдается стремительный прогресс в разработке новых типов МОЗУ, что обусловлено тенденцией к переходу на новый уровень масштабирования с проектными нормами менее 22 нм.

МОЗУ на полевом принципе записи (FIMS-MRAM)

Принцип работы первого поколения MRAM основан на записи информации магнитным полем. Ряд крупных компаний микроэлектроники (Freescale, IBM, NEC, Toshiba, Samsung, и т.д.) в начале своей деятельности по разработке MRAM использовали сходную методику записи, известную как «перемагничивание внешним полем» (FIMS). Согласно данной методике,

селективность записи достигается комбинацией двух ортогональных импульсов магнитного поля, индуцируемых током перекрестных шин в месте локализации ячейки памяти, состояние которой следует переключить (рис. 22).

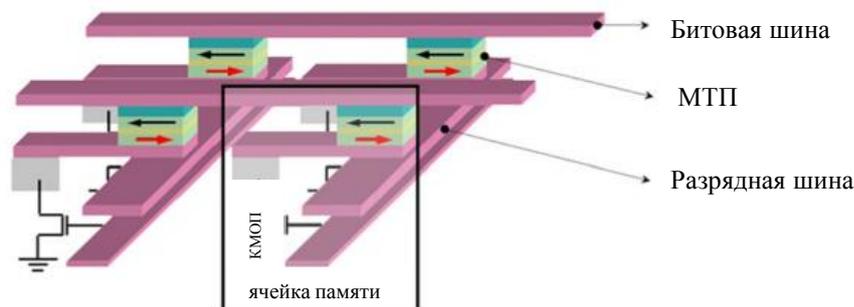


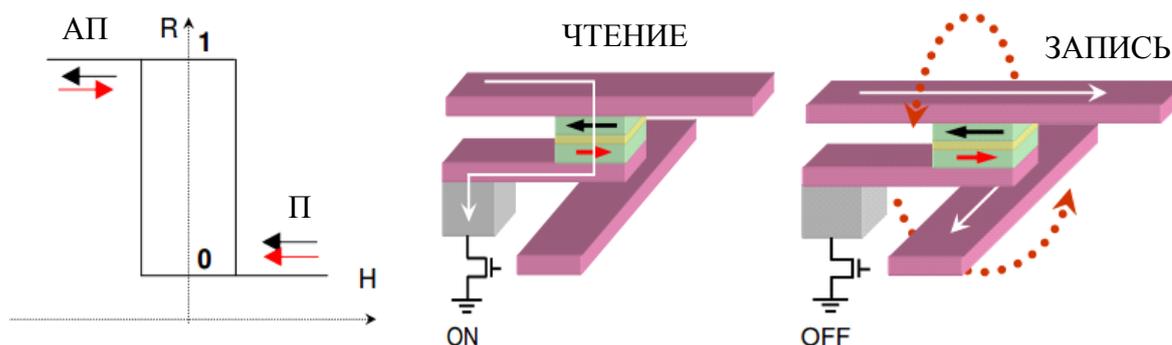
Рисунок 22 – Архитектура ячейки памяти первого поколения FIMS-MRAM на основе структуры МТП [51]

Во время чтения транзистор считываемой ячейки открыт (ON), малый электрический ток протекает через МТП, что позволяет измерить его сопротивление, различающееся для П и АП ориентации намагниченностей слоев МТП (рис. 23а,б). Степень различия характеризует величина туннельного магнитосопротивления (ТМС) $TMC = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}) / R_{\uparrow\uparrow}$, где $R_{\uparrow\uparrow}$ ($R_{\uparrow\downarrow}$) — сопротивление МТП в П (АП) конфигурации. В процессе записи транзистор переключаемой ячейки закрыт (OFF), ток не течет, а суммарное магнитное поле переключает выбранную ячейку (рис. 23в).

Схема перемагничивания основана на когерентной модели Стонера-Вольфарта [52], в которой амплитуды взаимно перпендикулярных магнитных полей, необходимых для переключения ячейки, определяются согласно уравнению астроида:

$$H_1^{2/3} + H_2^{2/3} \geq \left(\frac{2K_{EFF}}{M_S} \right)^{2/3} \tag{7}$$

где H_1 и H_2 — магнитные поля от перекрестных шин вдоль легкой и трудной оси намагничивания, K_{EFF} — константа эффективной анизотропии, M_S — намагниченность насыщения запоминающего (свободного) ФМ слоя.



(а) (б) (в)

Рисунок 23 – (а) Петля гистерезиса, иллюстрирующая перемагничивание запоминающего слоя между двумя резистивными состояниями: с высоким «1» и низким «0» сопротивлением. Схема (б) записи и (в) чтения в стандартной архитектуре FIMS-MRAM

При этом только на пересечении шин, вдоль которых протекает ток, будет наблюдаться когерентное перемагничивание МТП (время записи составляет от 3 до 7 нс). Как правило, намагниченность спинового поляризатора зафиксирована обменным смещением с соседним антиферромагнитным (АФМ) слоем.

Однако, в процессе масштабирования при переходе к размерам ячейки менее 0.1 мкм^2 могут появиться трудности, связанные с контролем однородности химического состава МТП, магнитной анизотропии отдельного бита и прецизионности литографических операций. Это незамедлительно сказывается на расширении пороговых магнитных полей вблизи астероидной кривой переключения и может привести к случайной записи, обусловленной температурными флуктуациями даже в присутствии магнитного поля от одинарной полевой шины. Для устранения ошибок полувыборки требуется достаточно узкое рабочее окно распределения полей переключения, не затрагивающее соседние ячейки, что усложняет технологию создания элементов ЗУ и препятствует дальнейшей миниатюризации FIMS-MRAM.

Для преодоления этой проблемы Л. Савченко из компании Motorola в 2003 году была разработана новая концепция записи путем модификации ячейки, что привело к созданию «toggle» MRAM [53]. Согласно рис. 24а, структура такой ячейки включает МТП, в котором ФМ материал запоминающего слоя заменен на синтетическую ферримагнитную (СФМ) трехслойную структуру, состоящую из двух антипараллельных обменно-связанных РККИ (RKKY) взаимодействием ФМ слоев, разделенных тонким немагнитным слоем рутения (Ru). Переключение ячейки магнитным полем осуществляется по следующему принципу: существует критическое магнитное поле $H = H_{SF}$ переворота спинов, превышающее поле анизотропии H_U в каждом ФМ слое, при котором антипараллельные намагниченности СФМ структуры будут поворачиваться перпендикулярно магнитному полю и друг другу, скрещиваясь к направлению $H(t_1)$. При значении суммарного магнитного поля $H \geq H_{SF}$ происходит понижение общей магнитной энергии СФМ слоя за счет поворота намагниченностей, что позволяет ориентировать ось легкого намагничивания СФМ в противоположном направлении под углом 45° к перпендикулярным полевым шинам. Программируемый магнитный импульс и результирующая магнитная динамика ячейки представлены на рис. 24б. Стрелками показаны магнитные моменты двух ФМ слоев в СФМ структуре запоминающего слоя: зеленая стрелка соответствует намагниченности ФМ слоя, прилегающего к туннельному барьеру. Для переключения бита с одного логического состояния на другое используются два магнитных импульса H_1 и H_2 , а полный переворот намагниченностей достигается за 4 временные итерации (t_1, t_2, t_3 и t_4).

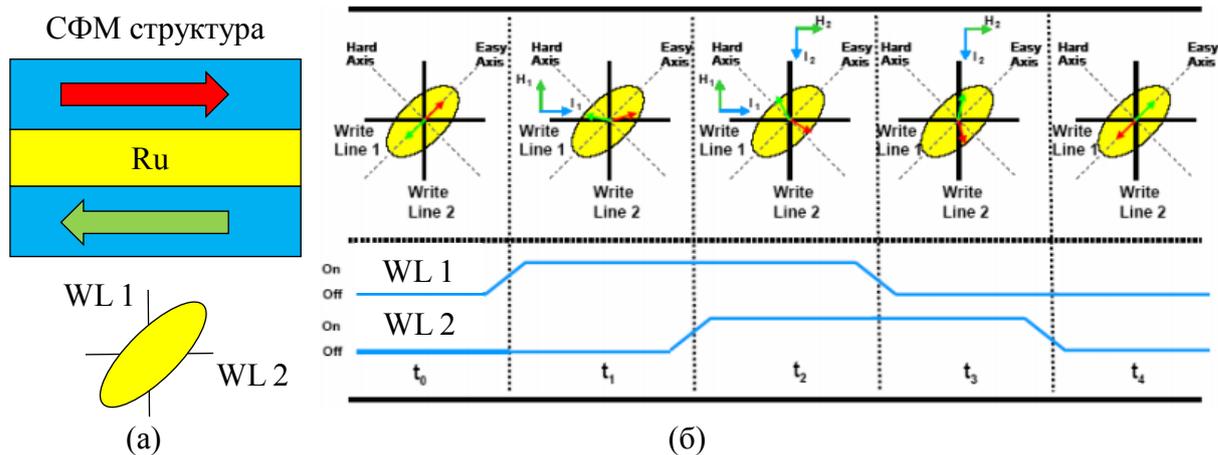


Рисунок 24 – (а) Структура СФМ в «toggle» модели Савченко, где ячейка памяти ориентирована под 45° к токовым шинам записи WL 1 и WL 2, (б) схематическая диаграмма переключения ячейки в памяти «toggle» MRAM [53]

Такой подход увеличивает селективность записанных битов, поскольку энергетический барьер между стабильными состояниями битов из полувыборки возрастает, что не позволяет происходить спонтанным процессам перемагничивания. При этом рабочая область магнитных полей становится существенно больше, чем в стандартной FIMS-MRAM. Благодаря переходу к концепции «toggle» MRAM привела к изготовлению и последующей коммерциализации полного семейства изделий FIMS-MRAM от 256 Кб до 16 Мб для широкой области применений.

Тем не менее, для полевых типов MRAM все еще остается открытым вопрос масштабируемости ячейки до субмикронных размеров, поскольку дальнейшее повышение длительности хранения информации требует увеличения магнитного поля переключения, что может привести к электромиграции в токовых шинах при достижении плотности тока порядка 10^7 А/см². Более того, мощность записи при этом также непрерывно возрастает, что не позволяет перейти к технологическим проектным нормам менее 90 нм.

Решение этой проблемы в FIMS-MRAM потребовало новых концепций записи информации в ячейку памяти. Наиболее интересными из них являются: 1) запись спин-поляризованным током (STT-MRAM) и 2) запись посредством тепловой активации переключения магнитного состояния ячейки (TAS-MRAM). Последний вид записи перспективен для применения как при записи магнитным полем (TAS FIMS-MRAM), так и спин-поляризованным током (TAS STT-MRAM).

МОЗУ на передаче вращательного момента (STT-MRAM)

Технология STT-MRAM основана на концепции записи информации посредством токовой передачи спинового вращательного момента (СВМ) [54]. В этом случае архитектура ячейки MRAM значительно упрощается, поскольку нет необходимости использовать полевые шины для создания внешнего магнитного поля. Запись «0» (П конфигурация намагниченностей ФМ слоев) осуществляется подачей токового импульса через всю структуру МТП, когда электроны

переносят свой суммарный спиновый момент от слоя поляризатора к свободному слою для переключения его намагниченности (рис. 25а). Запись «1» реализуется токовым импульсом противоположной полярности (рис. 25б). Чтение производится аналогично полевой MRAM малым считывающим током, после чего измеряется сопротивление ячейки.

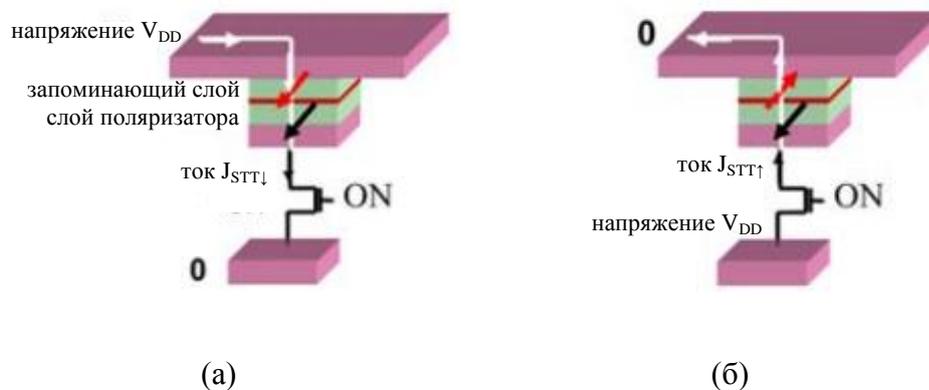


Рисунок 25 – Схема записи в ячейке STT-MRAM для (а) «0» и (б) «1» логического состояния

Механизм записи STT-MRAM позволяет обойти проблему полувыборки отдельных битов, поскольку высокая селективность записи достигается протеканием порогового тока через требуемую ячейку, устраняя риски случайного перемагничивания соседних ячеек. Также STT-MRAM открывает возможность субмикронного масштабирования, так как с уменьшением ячейки уменьшается ток записи, что позволяет минимизировать проектные нормы вплоть до 45 нм. При меньших размерах может возникнуть тепловая нестабильность, что является критичным для устойчивого хранения в течение нескольких лет (обычно более чем 10 лет в современных устройствах памяти).

Для дальнейшего масштабирования элементов МОЗУ MRAM к размерам менее 22 нм рядом компаний (SPINTEC, CROCUS, GRANDIS и т.д.) было предложено использовать концепцию температурной активации переключения ячейки памяти в дополнение к основным видам записи: магнитным полем (FIMS-MRAM) или СВМ в структуре МТП (STT-MRAM).

Термоассистированная магниторезистивная память TAS-MRAM – TAS FIMS-MRAM, TAS STT-MRAM

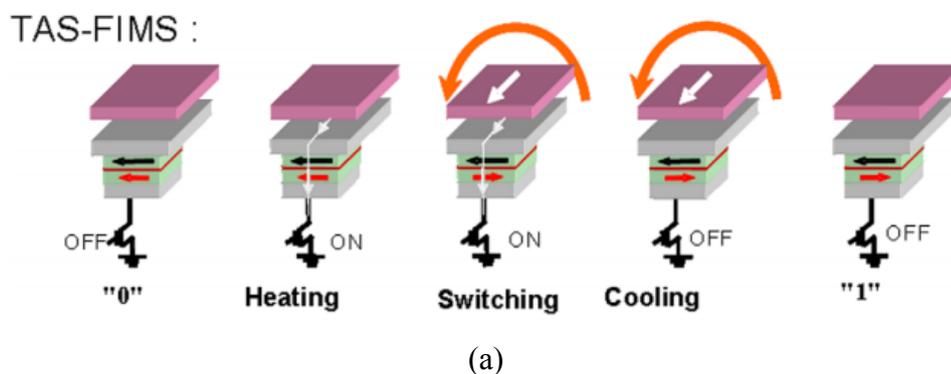
Технология TAS-MRAM состоит в термоассистированной активации переключения ячейки памяти, что улучшает тепловую стабильность, позволяет достичь оптимальной селективности записи и низкого энергопотребления для практической реализации MRAM. Концепция TAS-MRAM обладает рядом преимуществ, устраняющих ограничения, связанные с технологией полевой MRAM (FIMS-MRAM):

- температурно-управляемый выбор переключаемой ячейки за счет комбинации магнитного поля и токового разогрева снижает ошибки неверной адресации;

- для проведения записи достаточно одной полевой шины, что ведет к уменьшению энергозатрат даже при токовом разогреве;
- обменная связь запоминаящего слоя с соседним АФМ слоем обеспечивает хорошую тепловую стабильность хранения информации и также может привести к снижению потребляемой мощности (при использовании круговых структур МТП);
- термоассистированная запись обеспечивает хорошую защиту от полевых возмущений за счет антиферромагнитного пиннинга свободного слоя;
- тепловая активация записи обеспечивает высокую масштабируемость элементов MRAM, поскольку мощность разогрева пропорциональна квадрату плотности тока, что дает возможность уменьшать латеральные размеры МТП.

Механизм записи TAS-MRAM с импульсным токовым разогревом структуры МТП дополняет стандартные схемы переключения — либо магнитным полем (TAS FIMS-MRAM), либо спин-поляризованным током (TAS STT-MRAM) [55]. Из физики магнетизма хорошо известно, что намагниченность легче переориентируется при повышенных температурах, поскольку при этом происходит уменьшение величины энергетического барьера, связанного с анизотропией ФМ. После термоассистированной записи данные сохраняются при температуре, достаточной для поддержания энергетической стабильности состояний, что предотвращает потерю информации.

В концепции TAS FIMS-MRAM для записи магнитная ячейка предварительно нагревается током через МТП до температуры, необходимой для снятия блокировки АФМ слоем. Затем, аналогично полевой MRAM, прикладывается магнитное поле, после чего элемент памяти быстро охлаждается до рабочей температуры, а намагниченность релаксирует к направлению, противоположному начальной конфигурации (рис. 26а).



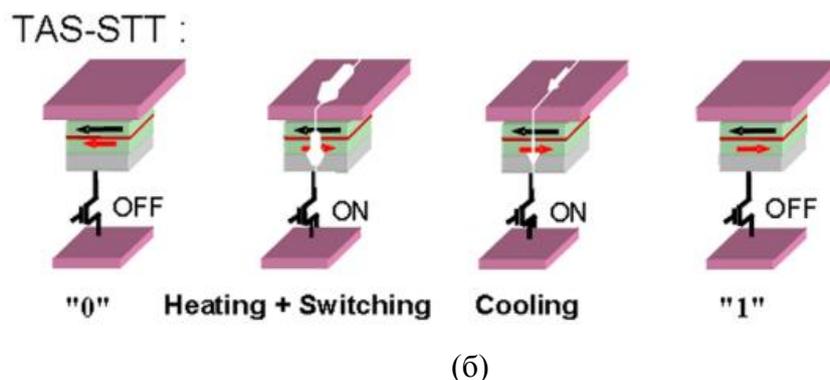


Рисунок 26 – Принцип функционирования магниторезистивной ячейки TAS-MRAM с тепловой активацией переключения ячейки (а) магнитным полем (TAS FIMS-MRAM) или (б) спин-поляризованным током (TAS STT-MRAM) [55]

Величина мощности разогрева составляет 20–40 мВт/мкм², что увеличивает температуру МТП до $T_{sw}=200^{\circ}\text{C}$ за несколько нс. Величина импульса магнитного поля достаточно мала и составляет 2–5 мТ. Охлаждение занимает порядка 10–20 нс, в зависимости от состава многослойной структуры МТП. Материал запоминающего ФМ слоя выбирают таким, что пороговые значения поля стремительно снижаются в диапазоне от комнатной температуры до T_{sw} . Для этого, как правило, используют двойной ФМ/АФМ слой, в котором АФМ материал (IrMn, IrMnCr, FeMn) имеет небольшую температуру Нееля T_N (от 200°C до 300°C). Поляризующий ФМ слой закреплен соседним АФМ слоем с высоким значением T_N (например, PtMn, $T_N\sim 700^{\circ}\text{C}$).

Описанная концепция обеспечивает хорошую тепловую стабильность и долговременное хранение информации. В процессе записи МОП-транзистор сначала остается открытым, что позволяет разблокировать разогревом свободный ФМ слой. Чтение осуществляется малым токовым импульсом, который не успевает сильно разогреть МТП ($\sim 10\text{--}20^{\circ}\text{C}$). В концепции TAS STT-MRAM после токового разогрева аналогично полевой схеме записи прикладывается напряжение на МТП для переноса спина к свободному ФМ слою, что также приводит к перемагничиванию ячейки (рис. 26б).

Это является единственным отличием от полевой концепции TAS FIMS-MRAM, где запоминающий ФМ слой переориентируется полем токовой шины. Весь цикл записи может быть проведен за время порядка 30 нс. Чипы памяти TAS FIMS-MRAM емкостью 1 и 4 Мб, совместимые с SRAM-технологией, были сравнительно недавно разработаны французской компанией Crocus Technology в сотрудничестве с фирмой Tower Jazz по технологическим нормам проектирования 130 нм. Ожидается, что подобные структуры могут быть масштабируемы до 45 нм.

Представляет интерес также рассмотрение концепции записи MRAM на тепловом управлении магнитной анизотропии электрическим полем (VTAS MRAM).

Вертикальная память с тепловым контролем анизотропии - VTAS MRAM

Несмотря на решение ряда трудностей, связанных с обеспечением устойчивости проводимых операций для субмикронных проектных норм, осуществление замены современных ЗУ (DRAM, SRAM) технологией энергонезависимой STT-MRAM (или TAS STT-MRAM) все же ограничено большими пороговыми токами переключения МТП, что приводит к увеличению размеров считывающих транзисторных структур. Отсюда возникает проблема масштабирования к высокоплотным элементам памяти малых технологических размеров, поскольку КМОП-транзисторы определяют предельный топологический размер ($\sim 6F^2$, где $1F$ — ширина затвора транзистора), а большие токи записи приводят к значительной диссипации энергии, на два порядка большей, чем в полупроводниковой памяти.

Таким образом, трудно провести интеграцию МОЗУ с логикой (системы на чипе, гибридные КМОП-МТП логические системы, и т.д.), где требуется высокое быстродействие. Однако, при использовании матричных диодных переключателей для управления доступом к каждому МТП в STT-MRAM, такие структуры, в отличие от транзисторных схем выборки, помогают достичь наиболее плотных массивов памяти, которые возможны на данный момент (с размером ячейки от $4F^2$ до $2F^2$), что существенно улучшает масштабируемость MRAM. Но для обеспечения полноценной альтернативы транзисторной ячейке MRAM необходимо протекание токов разной полярности.

Одним из решений является комбинация эффекта управления магнитной анизотропии электрическим полем (VCMA) и эффекта СВМ (STT), что позволяет переключать МТП в обоих направлениях, используя напряжение одного и того же знака, но различной амплитуды. Это дает возможность организации архитектуры ячейки -MRAM с диодными считывающими структурами, что делает возможным переход к минимальным проектным нормам (вплоть до $1F^2$) и снижение общего энергопотребления. При этом использование технологии, базирующейся на процессе разработки STT-MRAM, способствует более быстрой технологической адаптации.

Известно, что интерфейс магнитных пленок с немагнитным материалом обладает магнитоэлектрическими свойствами, то есть, его магнитные характеристики становятся чувствительными к электрическому полю [56]. Так было показано, что эффект ПМА на границе оксидного слоя (MgO) с металлическим ферромагнетиком (CoFeB) проявляет большую чувствительность к напряжению через диэлектрический туннельный барьер [57]. В случае МТП с барьером из MgO это открывает перспективу разработки нового типа MRAM, управляемого электрическим полем (VCMA), что снижает потребляемые токи и расширяет границы масштабирования STT-MRAM.

Существуют различные механизмы переключения МТП, управляемые эффектом VCMA. Одним из таких электрически контролируемых механизмов является полевой механизм

переключения (VCMA FIMS), использующий магнитное поле для переориентации намагниченности свободного ФМ слоя. Коэрцитивность этого слоя подстраивается напряжением так, что снижается энергетический барьер между П и АП конфигурацией МТП, далее магнитное состояние можно переключить даже слабым магнитным полем, как от полевой шины, так и закрепленного ФМ слоя (рис. 27).

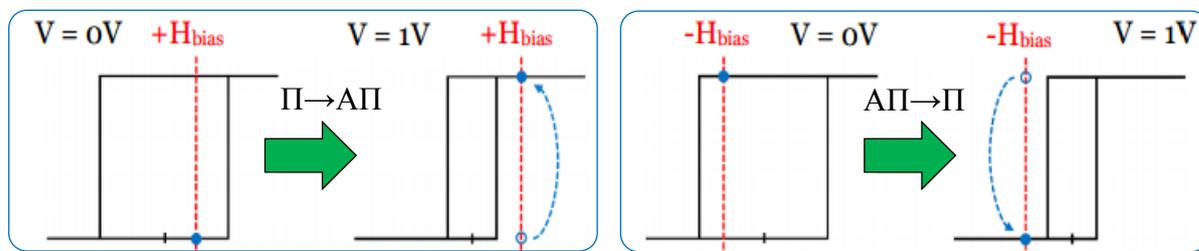


Рисунок 27 – Схема полевого механизма переключения МТП с управлением магнитной анизотропии электрическим полем (VCMA FIMS), где H_{BIAS} — поле подмагничивания

В присутствии малого поля подмагничивания H_{BIAS} МТП имеет изначальное стабильное состояние при $V = 0$ В. Прикладываемая напряжение $V = 1$ В на туннельный барьер, петля гистерезиса сужается, и данное состояние становится нестабильным, что может привести к переманчиванию МТП (П→АП), что происходит при $|H_{C0}| > |H_{BIAS}| > |H_{C1}|$, где H_{C0} и H_{C1} — величина коэрцитивного поля при $V = 0$ В и $V = 1$ В соответственно. Обратное переключение (АП→П) возможно при смене полярности H_{BIAS} , что позволяет аналогично при подаче $V = 1$ В вывести МТП в начальное состояние.

Однако, недостатком полевого переключения VCMA FIMS является необходимость смены полярности магнитного поля, что может быть устранено в случае токового механизма переключения МТП при передаче СВМ (VCMA STT), когда обратимое переключение достигается для одного направления H_{BIAS} только положительным значением напряжения через барьер, что проиллюстрировано на рис. 28.

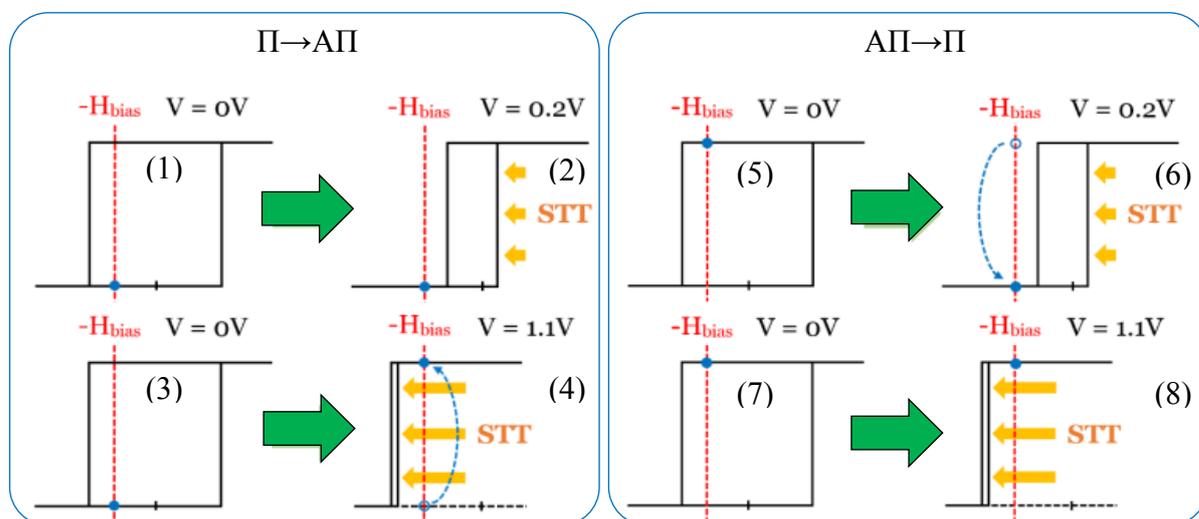


Рисунок 28 – Схема токового механизма переключения МТП с управлением магнитной анизотропии электрическим полем (VCMA STT), где H_{BIAS} — поле подмагничивания

В этом случае при отрицательном значении $-H_{BIAS}$ малого напряжения $V = 0.2$ В оказывается не достаточно для переключения МТП из первоначального стабильного состояния (П→АП), однако, гистерезисная петля немного смещается влево ((1)-(2)) за счет переноса СВМ. Для значения $V = 1.1$ В может произойти токовое переключение, поскольку петля выходит за пределы, ограниченные полем $-H_{BIAS}$ ((3)-(4)). При снижении напряжения до $V = 0$ В МТП приходит к стабильной АП конфигурации за счет снижения коэрцитивности свободного ФМ слоя, что позволяет малым напряжением $V = 0.2$ В вернуть МТП к прежнему состоянию (АП→П) ((5)-(6)). Однако, большой ток при напряжении $V = 1.1$ В за счет переноса спина не позволяет долго удержать П конфигурацию ((7)-(8)).

Также следует учесть, что за счет теплового разогрева в процессе переноса спина механизм VCMA в МТП является термоактивированным, что позволяет осуществить концепцию записи VTAS MRAM. При этом такая концепция записи может быть реализована не только для структур МТП с ПМА (p-MTJ), но и с плоскостной анизотропией (i-MTJ), хотя в последнем случае переключение осуществляется благодаря подстройке перпендикулярной анизотропии на интерфейсе.

Типичная топология и схема работы VTAS MRAM на диодной считывающей матрице с тепловым контролем анизотропии МТП представлены на рис. 29 [58]. Дополнительное преимущество использования диодной матрицы — устранение паразитных токов, присутствующих в стандартной транзисторной архитектуре MRAM (FIMS MRAM, STT MRAM). К тому же новая архитектура увеличивает плотность записи благодаря 3D сборке массивов структур «диод-МТП».

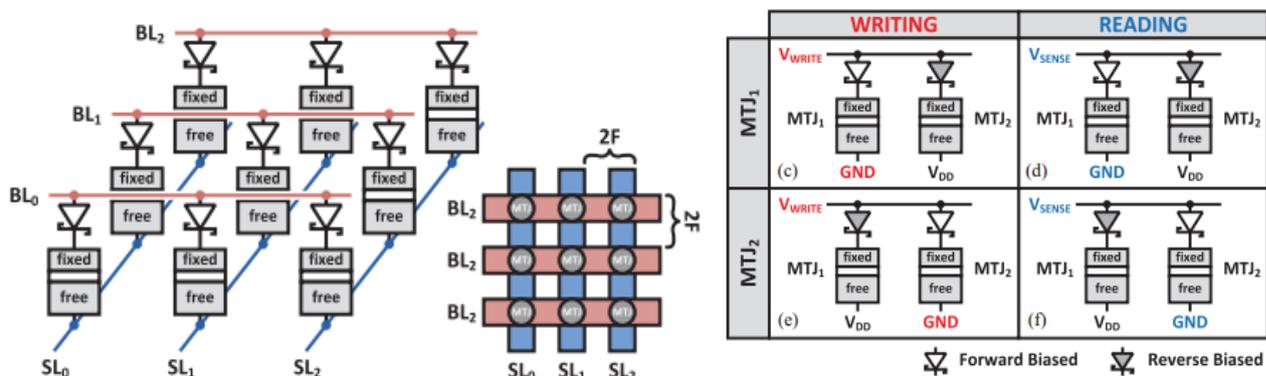


Рисунок 29 – Схема и топология памяти с памяти VTAS-MRAM с интегрированной диодной матрицей. Таблица с операциями записи и считывания, где V_{WRITE} — напряжение записи, V_{READ} — напряжение считывания, G_{ND} — нулевой потенциал, V_{DD} — выходное напряжение питания, «forward biased» — диод с прямым смещением, «reverse biased» — диод с обратным смещением, «WRITING» — режим записи, «READING» — режим чтения, «MTJ₁» — МТП № 1, «MTJ₂» — МТП № 2

Для улучшения масштабирования VTAS-MRAM следует увеличить ПМА для тепловой стабильности операций, однако, токи управления и доступа к информации становятся значительно меньше, чем в обычной архитектуре STT-MRAM.

8.2 Магниторезистивные логические ячейки (MLU)

Компанией Crocus была предложена модификация ячейки памяти TAS FIMS-MRAM (рис. 30), в которой закрепленный ФМ слой с большой коэрцитивной силой заменяется незакрепленным магнитомягким материалом (SR слоем) малой коэрцитивности, а запоминающий ФМ слой МТП остается без изменений [59]. Чтение происходит в две итерации: намагниченность SR слоя устанавливается в нужном направлении, и далее измеряется сопротивление МТП. Затем намагниченность SR слоя переключается полем к противоположной ориентации, что определяет новое значение сопротивления. Вариация сопротивления между двумя измерениями показывает магнитное состояние запоминающего слоя. Хотя общее время записи для такой структуры МТП больше, чем в обычной ячейке TAS FIMS-MRAM (~50 нс), значительно улучшается адаптация к изменению технологических параметров, поскольку каждый бит является саморекурсивным, то есть, ссылается на самого себя в процессе записи и считывания. К тому же подобное упрощение операции чтения может быть использовано не только с целью создания МОЗУ, но также и быстродействующих логических блоков, например, для систем защиты информации. Поэтому данный тип TAS FIMS-MRAM принято называть магнитным логическим элементом (MLU), открывающим ряд новых возможностей, не допустимых в стандартной памяти MRAM.

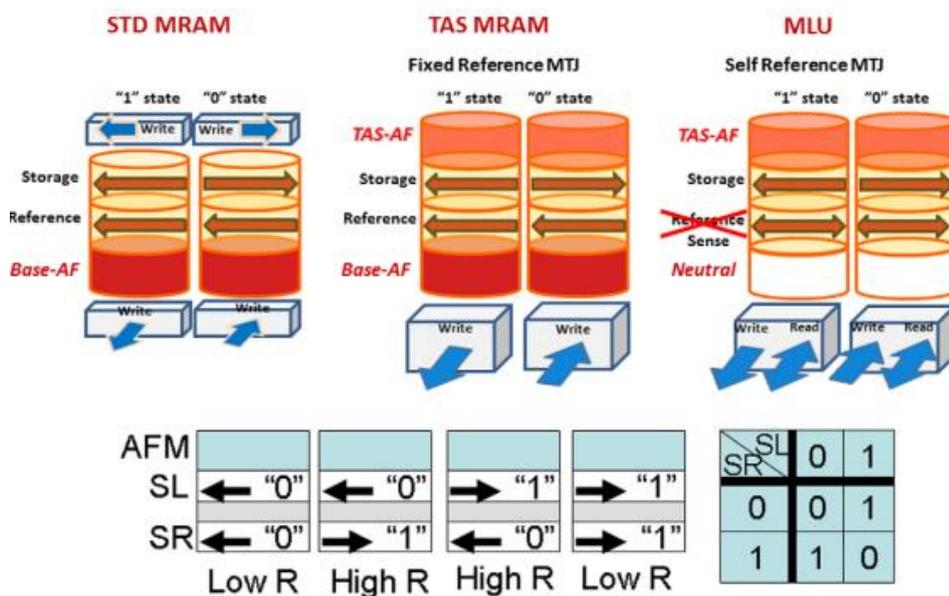


Рисунок 30 – Схема записи (чтения) в структуре стандартной (STD) ячейки MRAM (слева), TAS-MRAM (в центре) и магнитного логического элемента MLU с саморекурсивным МТП (справа). Снизу: МТП с SR слоем рассматривается как запоминающий элемент (SL/AFM) в комбинации с XOR логическим вентиляем. Низкое сопротивление R обеспечивает выходной сигнал «0», высокое сопротивление R – выходной сигнал «1»

Каждая MLU ячейка ведет себя как трехполюсное устройство, способное выполнять встроенные логические функции, такие как «исключающее ИЛИ» (XOR) без использования какой-либо КМОП-транзисторной логики. Структуры MLU также могут использоваться для реализации: а) памяти MRAM с логическими элементами «ИЛИ–НЕ» (NOR–MRAM), б) памяти MRAM с логическими элементами «И–НЕ» (NAND–MRAM), в) технологии Match-In-Place для систем безопасности, г) табличного поиска данных, д) различных логических функций, где полевые линии используются в качестве регулирующих затворов.

Вышеупомянутая архитектура памяти по технологии Match-In-Place, разработанная компанией Clocus, позволяет проводить высоко конфиденциальную аутентификацию пользователей в системах безопасности, предотвращая возможность доступа любым посторонним лицам, поскольку ключи защиты никогда не открываются для потенциальных хакеров. Проверка на соответствие данных проходит на порядок быстрее, чем у существующих методов идентификации, а сами Match-In-Place устройства могут использоваться в качестве аппаратных ускорителей. Основу архитектуры Match-In-Place составляет сложная магниторезистивная ячейка, которая, помимо стандартных операций хранения, удаления и чтения данных, может также сравнивать входящий бит информации с записанным битом. Устройство Match-In-Place является энергонезависимым, обладает неограниченным количеством циклов записи; операции чтения и верификации не разрушают записанные данные.

В этом контексте структуры MLU очень подходят для быстродействующей архитектуры Match-In-Place и используются как запоминающие элементы в комбинации с XOR логическим вентиляем (рис. 31). Когда ток через полевые линии отсутствует, NAND логические звенья ориентируют намагниченность SR слоев в направлении, задающем начальное соответствие: в состоянии хранения все SR слои всегда выровнены вдоль встроенного поля от соседних запоминающих магнитных слоев. Поэтому общее сопротивление звена в покое будет в n раз больше сопротивления одной ячейки, где n — число ячеек MLU. В процессе верификации данных ток через каждую полевую линию ориентирует соответствующий SR слой. Если все SR слои оказываются ориентированными в соответствии со всеми битами в записанном массиве данных, общее сопротивление звена не изменяется после проведения верификации. Однако, любое несовпадающее звено будет иметь меньшее сопротивление, что фиксируется чувствительными элементами на конце каждого звена.

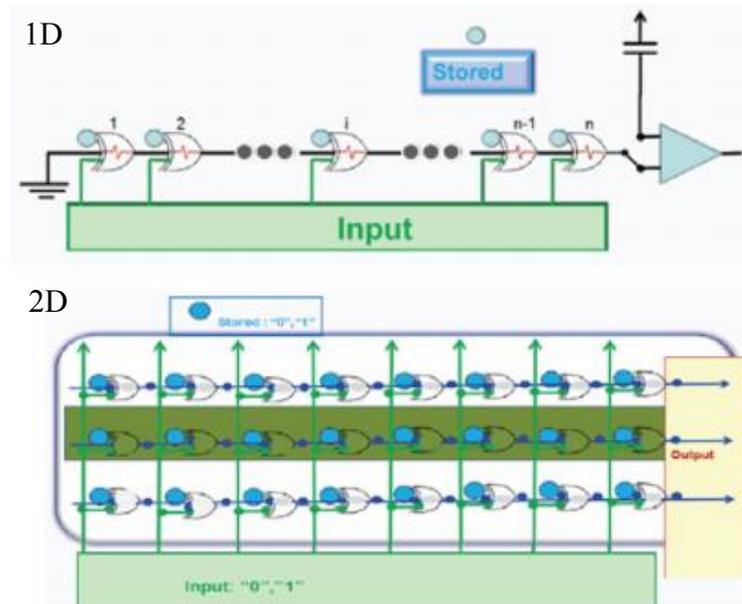


Рисунок 31 – Одномерное (1D) и двумерное (2D) устройство верификации Match-In-Place. Каждый саморекурсивный МТП представлен с помощью XOR логического вентиля. Все структуры МТП соединены последовательно в NAND звенья

При этом логические NAND звенья могут быть организованы в двумерные (2D) матрицы для синхронной верификации по технологии Match-In-Place за десятки нс.

Такие архитектуры магнитной логики могут использоваться в защищенных микроконтроллерах, SIM и банковских картах, биометрических чипах, аппаратных ускорителях, и т.д. Ожидаемая выгода от использования таких устройств — повышенная защита, низкая цена и более быстрое время отклика. Благодаря простой 3D интеграции MRAM с КМОП-технологическим процессом в MRAM-логических устройствах, рабочая площадь на кристалле может быть значительно уменьшена, что приводит к высокому быстродействию по сравнению с обычной логикой на КМОП (рис. 32).

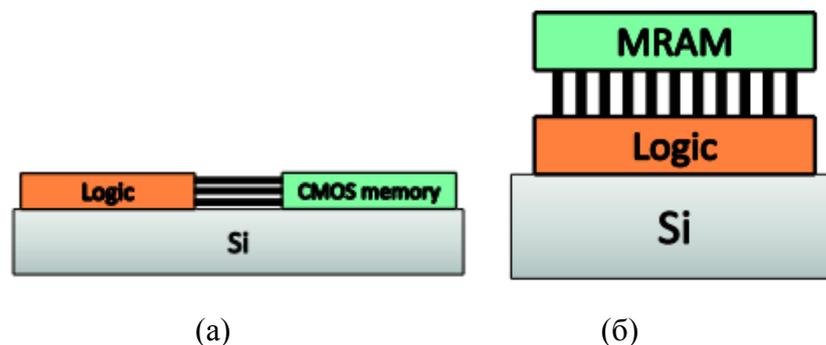


Рисунок 32 – Структуры (а) 2D логики и (б) 3D MRAM логики на КМОП, обеспечивающие ускорение вычислительных операций при уменьшении расстояния между логической схемой и устройством памяти

Это открывает перспективы разработки различных типов высокоскоростных магнитных логических схем, таких как магнитные NAND/NOR/XOR логические вентили, магнитная

таблица поиска (MLUT), магнитный триггер (MFF), программируемые логические матрицы на MRAM (MFPGA), и т.д. [60].

Магнитная таблица поиска (MLUT)

Магнитная таблица поиска может рассматриваться в качестве замены обычной таблице поиска (LUT) на SRAM в схемах с программируемыми логическими матрицами (FPGA), как показано на рис. 33а. Энергонезависимая архитектура MLUT с динамической реконфигурацией состоит из усилителя считывания на SRAM, связанного с комплементарной парой МТП. Схемы FPGA могут быть видоизменены мгновенно, в то время как усилитель считывания обеспечивает практически ту же самую скорость операций, что и в таблицах поиска на SRAM (SRAM-LUT). Благодаря малому размеру ячейки и 3D интеграции с MRAM, можно также выполнять многозадачные операции.

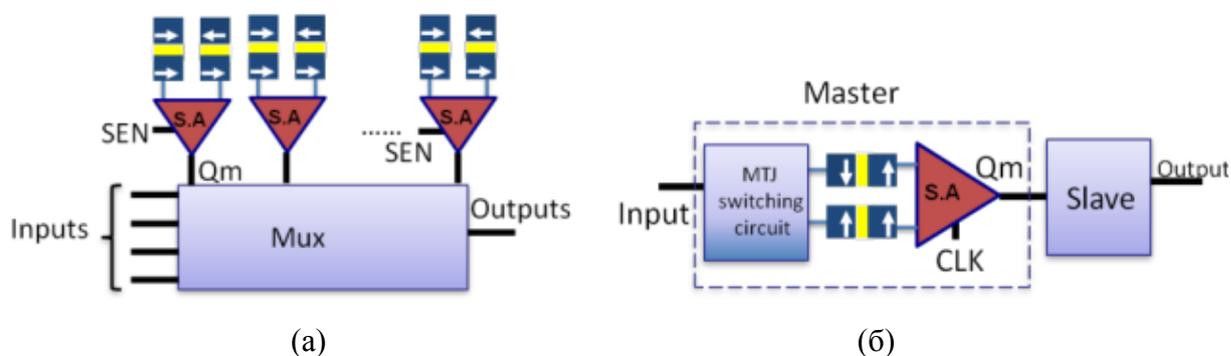


Рисунок 33 – Структуры (а) магнитной таблицы поиска и (б) магнитного триггера с энергонезависимым основным регистром

Первый прототип MLUT был представлен еще в 2009 г. на основе 130 нм гибридного MRAM/КМОП процесса, после чего сравнительно недавно была предложена более компактная таблица поиска на МТП с уменьшенным на 62% количеством транзисторов на схеме [61].

Магнитный триггер (MFF)

Магнитный триггер (рис. 33б) хранит промежуточные вычислительные данные в энергонезависимом режиме, где одна из управляющих либо управляемых частей триггера схемой заменяется энергонезависимым электронным блоком. В 2008 г. компания NEC представила первый прототип MFF на 150-нм проектных нормах MRAM/КМОП гибридного процесса, для которого была достигнута высокая производительность вплоть до 3.5 ГГц. Магнитный триггер является ключевым элементом для создания энергонезависимых логических схем, что позволяет добиться моментального переключения «on/off» и нулевой резервной мощности [62].

Поскольку переключение ячейки MRAM потребляет намного больше энергии, чем SRAM, были разработаны две специальные технологии, уменьшающие потребляемую мощность при

записи МТП, что позволит устройству функционировать на высокой рабочей частоте более нескольких МГц. Одна из них основана на так называемой «контрольной точке»: триггер MFF сохраняет промежуточные данные в структурах МТП с управляемой низкой частотой (менее 1 КГц). Иная технология базируется на «записи до режима ожидания»: триггер MFF выполняет такие же операции, как и в первом случае, но только если имеется запрос пользователя или же в момент отключения электропитания.

Программируемые логические матрицы на встраиваемой MRAM (MFPGA)

Программируемые логические матрицы, интегрированные с MRAM, представляют собой массив магнитных «мозаичных» элементов (mtile), каждый из которых включает в себя таблицу подстановок (SBOX) из 16 дорожек и 4 логических элементов. Такие логические элементы основаны на таблице поиска (LUT-4) и триггерной (MFF) схеме переключения. Специальная схема межсоединений с SBOX используется для управления входом/выходом с логических элементов. Детальная конструкция магнитного «мозаичного» элемента, включающая основные логические элементы на TAS-MRAM, такие как перестраиваемые мультирежимные таблицы поиска и магнитные триггеры [63], показана на рис. 34.

Для управления магнитным «мозаичным» элементом используется специальная система из последовательных регистров (тракт сканирования), позволяющая задавать конфигурацию MRAM ячеек. Таким образом, одновременно доступны два режима: один — для области SRAM, и другой — для области MRAM. Поэтому представляется возможной динамическая перестройка каждого магнитного «мозаичного» элемента простой реконфигурацией MRAM ячеек. Время реконфигурации включает в себя 260 тактовых циклов для КМОП тракта сканирования и дополнительное время порядка 200 нс на установку области MRAM (для передачи данных с КМОП на массив МТП). Как только вся конфигурация MRAM загружена, время чтения, необходимое для ее обращения к пользовательской логике, занимает всего лишь 4 нс.

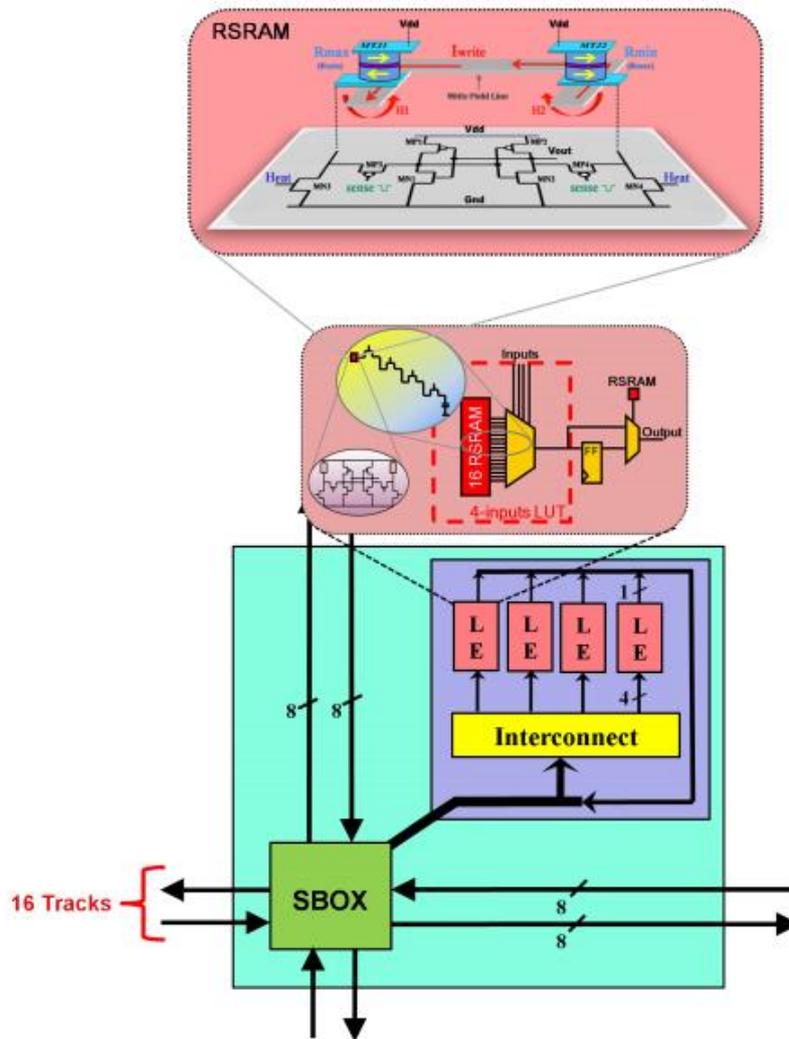


Рисунок 34 – Архитектура магнитного «мозаичного» элемента

Архитектура ядра MFPGA основана на регулярной матрице 19x19 магнитных «мозаичных» элементов. Время установки конфигурации для всего FPGA устройства около 93680 тактовых циклов плюс время для передачи данных с КМОП на МТП.

Также существует идея замены всех регистров SRAM на регистры MRAM в микропроцессорах, что позволяет при отключении сохранять свое текущее состояние. Поскольку текущие схемы MRAM не могут так же быстро выполнять операции, как SRAM, была предложена гибридная архитектура ячеек MRAM/SRAM. Регистры из таких ячеек сохраняют информацию как электрический заряд в процессе проведения регулярных рабочих операций. В случае отключения питания или запроса на переход в спящий режим данные могут быть сохранены в структурах МТП.

Таким образом, интеграция MRAM с логическими устройствами для создания энергонезависимых вычислительных блоков обеспечивает энергонезависимость проводимых операций, высокое быстродействие и легкую 3D интеграцию с КМОП.

8.3 Требования к масштабированию энергонезависимых ЗУ

Основное предназначение MRAM заключается в замене существующих энергозависимых видов ЗУ (SRAM, DRAM, Flash) универсальным энергонезависимым аналогом, при переходе к технологическим нормам проектирования менее 22 нм, где технология полупроводниковой памяти сталкивается с рядом определенных трудностей. Так аспектное соотношение в конденсаторах внутри кремниевой подложки для успешной работоспособности DRAM должно быть порядка 40, что является практически непреодолимой задачей при масштабировании элементов к будущим технологическим узлам. Память SRAM и Flash имеет схожие проблемы, которые касаются размеров ячейки и обеспечения рабочей стабильности. В силу высокой потребляемой мощности в процессе масштабирования это приводит к необходимости постоянного обновления информации и возрастающим токам утечки для SRAM и DRAM, а также к высоким напряжениям записи для Flash. Вышеперечисленные факторы представляют серьезную мотивацию для разработки технологии на основе новых физических принципов, позволяющих осуществить переход к малым технологическим размерам. Одной из таких технологий может стать концепция MRAM, за последние годы показавшая значительный прогресс на пути достижения обозначенной цели [64].

Однако, для полноценной реализации масштабируемой и конкурентоспособной MRAM с высокоплотной организацией отдельных битов и быстрыми операциями записи и считывания требуется уменьшение латеральных размеров МТП ниже 45 нм. При таком масштабировании сложно достичь большой эффективной анизотропии в случае плоскостного намагничивания МТП, что необходимо для выполнения десятилетней гарантии на сохранение данных, определяющейся критерием тепловой стабильности $\Delta = K_{EFF}V / k_B T > 70$, где V — объем слоя, k_B — константа Больцмана, T — температура.

Эта проблема может быть решена путем использования МТП с ПМА или «р-ма МТJ, i-р-ма МТJ, р-МТJ», как принято их называть в английской литературе. В таких структурах МТП магнитный слой обладает высокой константой эффективной анизотропии вплоть до 10^7 эрг/см³, что позволяет масштабировать элементы MRAM к размерам менее 22 нм. Поскольку значение ПМА в МТП достаточно большое для фиксации ФМ слоя, не требуется дополнительное присутствие АФМ пиннинга.

Подобные материалы доказали свою эффективность в технологии жестких дисков (HDD) для увеличения плотности записи. Так как происходит сильное возрастание токов переключения с уменьшением топологических размеров, МОЗУ FIMS-MRAM не может быть масштабируема далее 90 нм. Использование МОЗУ TAS FIMS-MRAM с тепловой активацией перемагничивания позволяет частично решить эту проблему, снижая предел масштабирования до 45 нм. Однако, для перехода к проектным нормам менее 22 нм требуется токовый механизм переключения,

используемый в МОЗУ STT-MRAM. При этом большие пороговые токи переключения МТП с плоскостной анизотропией препятствуют дальнейшему масштабированию к технологическим узлам менее 30 нм. Отсюда возникает необходимость использования МТП с ПМА, поскольку ток записи j_{SW}^{\perp} оказывается значительно меньше (от $8 \cdot 10^5$ А/см² до $2 \cdot 10^6$ А/см² при напряжении 0.5 В), чем j_{SW}^{\parallel} в случае плоскостной анизотропии:

$$j_{SW}^{\perp} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\alpha d_F}{P} \cdot 2K_{EFF} < j_{SW}^{\parallel} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \frac{\alpha d_F}{P} \cdot \left(\frac{\mu_0 M_S^2}{2} + 2K_{EFF} \right) \quad (8)$$

где e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, μ_0 — магнитная постоянная, P — поляризация тока, α — коэффициент затухания Гильберта.

Подобное переключение экспериментально продемонстрировали для МТП с TbFeCo электродами в работе [65]. Сравнительно недавно было получено, что МТП типа Ta/CoFeB/MgO также обладают эффектом ПМА за счет гибридизации орбиталей на интерфейсе «ферромагнетик-диэлектрик», что вызвало большой интерес исследователей [66].

Трилемма магнитной записи в структурах МТП

При этом даже в случае STT-MRAM могут возникнуть нежелательные эффекты, нарушающие надежность работы устройства. Так случайные тепловые флуктуации могут индуцировать стохастическое переключение ячейки посредством передачи СВМ при протекании тока в МТП с коллинеарной ориентацией намагниченностей слоев. Более того, возникает трилемма, связанная с тремя рабочими режимами (записи, чтения и хранения информации), поскольку становится сложным одновременно обеспечить их максимальную надежность. Для хорошей тепловой стабильности с уменьшением латеральных размеров МТП следует увеличивать фактор Δ , что накладывает ограничение на минимальный пороговый ток I_{C0} , зависящий от значения Δ :

$$I_{C0} = \frac{4e\alpha k_B T \Delta}{\hbar P} = \frac{4e\alpha K_{EFF} V}{\hbar P} \quad (9)$$

Согласно (9), величина I_{C0} с ростом Δ возрастает, следовательно, увеличивается энергопотребление. Улучшения процедуры чтения предполагает высокие значения ТМС. Это ограничивает выбор материалов МТП, так как большая их часть не обладает ПМА, необходимой для тепловой устойчивости магнитного состояния. Высокостабильные ФМ материалы, в свою очередь, часто имеют большой коэффициент затухания α , что также приводит к увеличению тока переключения I_{C0} . Это представляет собой определенную проблему на пути масштабирования МОЗУ STT-MRAM.

Пути оптимизации масштабируемых устройств MRAM

Для достижения минимального энергопотребления и стабильности работы MRAM было предложено несколько решений. Так критический ток удавалось уменьшить путем подстройки ширины наносекундного токового импульса или резонансным токовым переключением, когда слабый микроволновый сигнал прикладывается к МТП для переориентации намагниченности через возбуждение основных мод прецессии. Также предел масштабирования определяется размером считывающего транзистора. Например, при параметрах МТП $\alpha = 0.01$, $P = 0.8$ значение I_{C0} достигает 22 мкА, тогда как для МОП-транзистора полагается около 1000 мкА на 1 мкм ширины затвора, что ограничивает минимальную топологию МОЗУ STT-MRAM до 22-нм технологического узла.

Для преодоления вышеперечисленных проблем необходимо ослабление анизотропии свободного слоя посредством вспомогательных методов управления магнитным состоянием, таких как электрическое поле, добавление ортогонального спинового поляризатора или тепловой разогрев. Это дает возможность перевести предельный уровень масштабирования ниже 22-нм технологических норм проектирования, а также уменьшить потребляемую мощность и увеличить быстродействие (рис. 35).

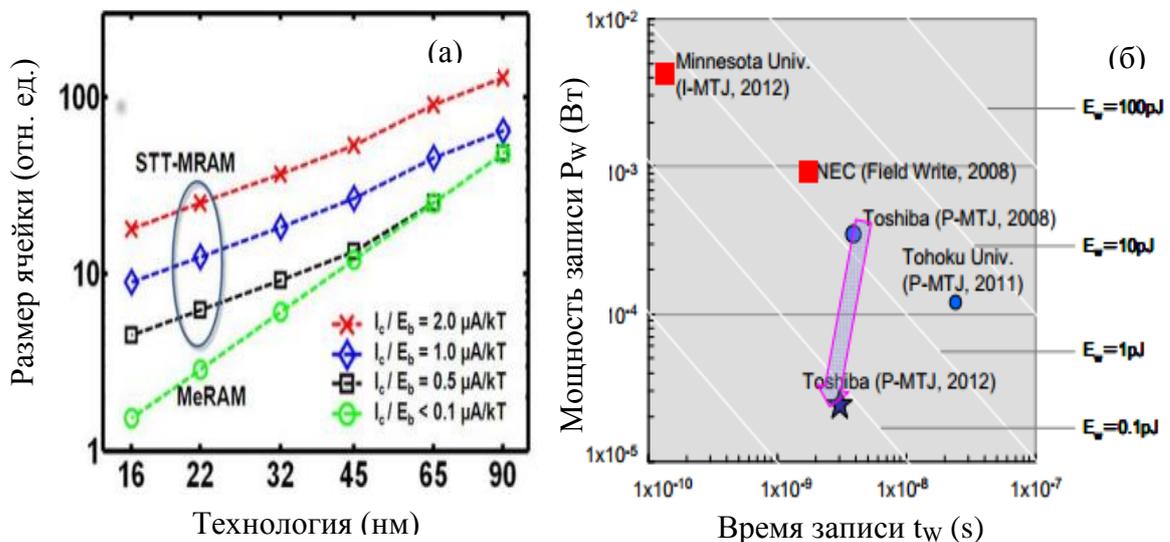


Рисунок 35 – (а) Эффект влияния коэффициента I_c / E_b на масштабирование МОЗУ MRAM типа STT-MRAM и MeRAM (с управлением анизотропии электрическим полем), где I_c — критический ток переключения, $E_b = K_{EFF}V$ — энергетический барьер [67]. (б) Прогресс МОЗУ MRAM в терминах «мощность записи – быстродействие» при переходе к МТП с ПМА с переключением намагниченности током [68]

Контроль магнитной анизотропии электрическим полем позволяет снизить электропотребление на несколько порядков и обеспечить простую однополярную схему переключения. Однако, наблюдение ощутимого электрического эффекта требует большого сопротивления МТП (десятки кОм на $\mu\text{м}^2$), что значительно увеличивает время чтения. С

другой стороны, очевидна эффективность термоассистированного переключения в МТП при разогреве током в процессе переноса спина, усиливающая быстродействие рабочих операций и снижение энергетических затрат. Поэтому тепловая переориентация анизотропии (TIAR) является хорошим решением при разработке новых типов MRAM, в особенности для МТП с ПМА [69]. В этом случае уменьшаются пороговые токи при сохранении тепловой стабильности, что перспективно для будущих высоко масштабируемых элементов МОЗУ. Схема переключения МТП с TIAR показана на рис. 36. В процессе записи токовый импульс разогревает МТП и снижает ПМА, что, вследствие влияния СВМ от перпендикулярного поляризатора, выводит намагниченность «вне плоскости» пленки. Затем снижением тока достигается прежнее значение ПМА, структура МТП охлаждается, и намагниченность переориентируется в энергетически выгодном направлении, противоположном своему начальному состоянию, что обеспечивает надежное переключение без тепловых флуктуаций.

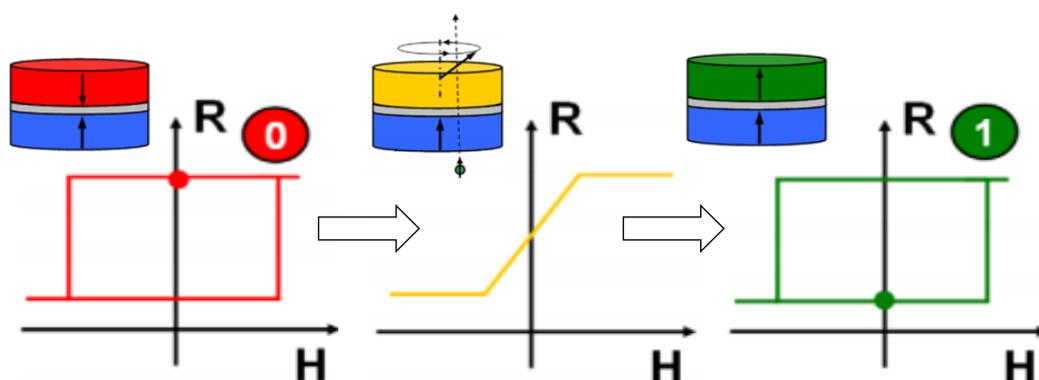


Рисунок 36 – Схема токовой записи в МТП с тепловой переориентацией анизотропии

В дальнейшем плотности токов могут быть снижены использованием тепловых барьеров (TaN, BiTe) по обе стороны МТП.

Конструкции МТП и новые тенденции развития МОЗУ MRAM

Решение трилеммы магнитной записи в МОЗУ MRAM сопровождалось также разработкой альтернативных конструкций МТП для STT-MRAM, основные из которых представлены на рис. 37. Стоит отметить, что все разновидности МТП, кроме рис. 37д, хотя изображены для случая плоскостного намагничивания, имеют альтернативные варианты с ПМА, без дополнительного АФМ слоя.

Самая простая разновидность МТП с одинарным туннельным барьером (1МТП-1Б) на основе MgO состоит из свободного ФМ слоя и закрепленного синтетического АФМ (САФМ) слоя, обменно-смещенного с АФМ материалом. Для увеличения величины СВМ используется МТП структура с двойным барьером (2МТП-2ТБ), в которой верхний и нижний закрепленный САФМ слой антипараллельны друг другу, что позволяет возбуждать суммарный СВМ, действующий на свободный ФМ слой. При использовании барьеров с различным значением ТМС такая структура позволяет уменьшить пороговые токи практически в два раза. Однако, в

силу больших размеров верхнего и нижнего САФМ слоя, общая толщина МТП превышает 40 нм, что может ограничивать масштабируемость МОЗУ STT-MRAM на ее основе. Более того, обменный и АФМ слой ухудшаются с ростом температуры отжига, которая благоприятна для оптимизации кристаллического MgO. Обе эти проблемы могут быть устранены в сверхтонкой структуре МТП (УТ-2МТП) с двойным барьером, где сложные САФМ структуры заменены на простые ФМ слои. Они также имеют антипараллельное упорядочение за счет магнитостатической связи. Поэтому УТ-2МТП обладает всеми преимуществами МТП с двойным барьером, но при этом характеризуется меньшей толщиной стека и улучшенной тепловой стабильностью к технологическим операциям.

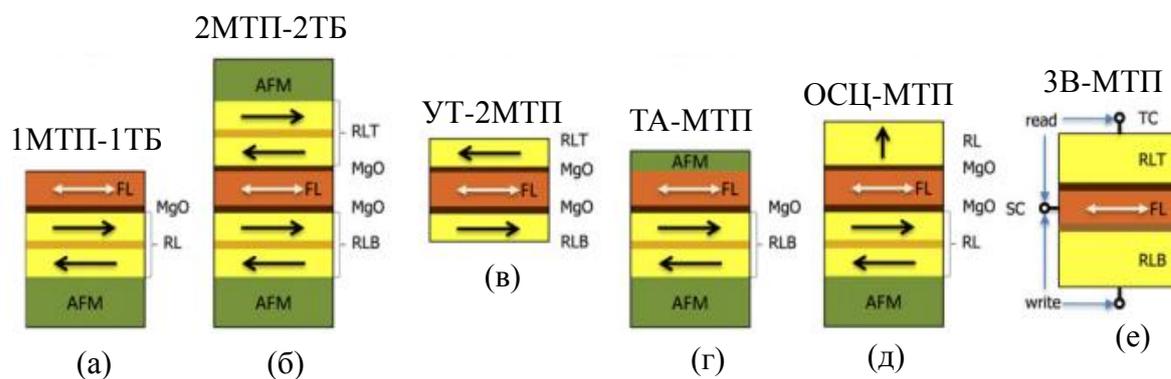


Рисунок 37 – Дизайн МТП в составе STT-MRAM: (а) одиночный МТП с туннельным барьером, (б) двойной МТП с двумя туннельными барьерами, (в) ультратонкий двойной МТП, (г) МТП с тепловой активацией записи, (д) МТП с осциллирующим механизмом переключения, (е) МТП с тройным выводом. Обозначения: RL — закрепленный ФМ слой (RLT — верхний, RLB — нижний для (б), (в) и (е)), FL — свободный ФМ слой, AFM — АФМ слой, SC — внешний контакт, TC — верхний контакт, BC — нижний контакт [70]

Структура МТП с тепловой активацией записи (ТА-МТП) имеют дополнительный АФМ слой, обменно-связанный со свободным ФМ слоем. При протекании тока происходит разогрев структуры выше температуры Нееля, что обнуляет обменную связь и позволяет производить переключение. Вследствие различной тепловой стабильности для режимов записи, хранения и чтения это устраняет трилемму рабочих операций в STT-MRAM. Для ускорения работы MRAM также был предложен дизайн МТП с осциллирующим механизмом переключения (ОСЦ-МТП). В такой структуре свободный ФМ слой с плоскостной анизотропией совмещен с закрепленным САФМ слоем «в плоскости» (для режима чтения) и обычным ФМ слоем с эффектом ПМА (для режима записи). В процессе записи СВМ от ФМ слоя с ПМА отклоняет намагниченность свободного ФМ слоя в состояние «вне плоскости», что приводит к сверхбыстрой плоскостной прецессии магнитного момента и последующему перемагничиванию ФМ слоя за время порядка нескольких десятков пикосекунд.

Существует разновидность МТП, в которой разведены направления записи и чтения в одной конструкции (3В-МТП) путем присоединения дополнительного токового вывода к

свободному ФМ слою (SC), в то время как два других выводных контакта — верхний (ТС) и нижний (ВС) — сохраняются. Для режима чтения разность потенциалов прикладывается между внешним и верхним контактом, для режима записи — между внешним и нижним контактом. Это позволяет получить хорошее окно считывания без каких-либо дополнительных преобразований, что облегчает дизайн логических схем и увеличивает надежность МОЗУ MRAM.

Серьезного уменьшения энергопотребления в процессе записи позволяет добиться использование спин-орбитальных эффектов в архитектуре MRAM, то есть, переключение МТП спиновым эффектом Холла [71]. Как и для конструкции 3В-МТП, разделение направлений записи и чтения в трехполюсном спин-орбитальном устройстве памяти (рис. 38) приводит к высокой стабильности операций. В таком устройстве при протекании тока через металлический слой (Ta, W) с большой спин-орбитальной связью на интерфейсе со свободным ФМ слоем (CoFeB) возможно индуцировать спиновый ток J_s , достаточный для его перемагничивания. Направление тока контролирует инжектируемую в ФМ слой спиновую поляризацию и, следовательно, направление перемагничивания слоя.

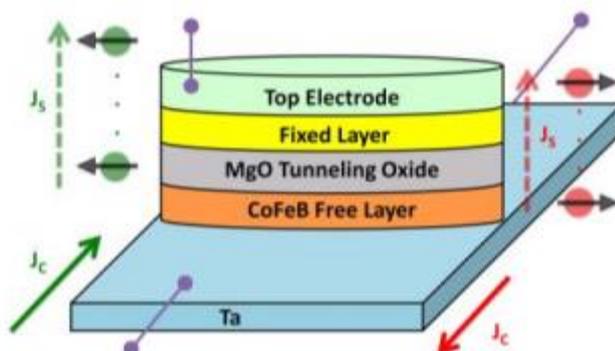


Рисунок 38 – Схема спин-орбитального устройства, состоящего из металлического слоя с высокой спин-орбитальной связью, пропускающего горизонтальный ток записи, и прилегающей МТП структуры для считывания через отдельный вертикальный канал [72]

Такие устройства могут быть интегрированы в массивы МОЗУ VCMA STT MRAM, аналогично рис. 29, что позволяет комбинировать спин-орбитальный механизм переключения с управлением анизотропии электрическим полем. Такая конструкция МТП в составе MRAM может привести к значительному снижению потребляемой энергии, в отличие от стандартных МТП структур, работающих на токовой передаче СВМ. Несмотря на то, что большая часть исследований по спин-орбитальному перемагничиванию проводилась на МТП с плоскостной анизотропией, недавние эксперименты были проведены с МТП на ПМА, что определяет перспективы масштабирования далее 30-нм проектных норм. Поскольку спиновая поляризация инжектируемых электронов со спин-орбитального металла является плоскостной, в такой конфигурации требуется дополнительное нарушение плоскостной кристаллической симметрии

для устойчивого спин-орбитального перемагничивания МТП. Это было продемонстрировано как в случае присутствия магнитного поля «в плоскости» слоев МТП [73], так и в случае отсутствия каких-либо внешних полевых источников [74]. При этом МОЗУ MRAM со спин-орбитальным эффектом (SOT MRAM) отличается низкой потребляемой мощностью, высоким быстродействием (совместимым с кэш-памятью) и улучшенной продолжительностью работы. Единственным недостатком является увеличенный размер ячейки, что требует проведения дополнительной структурной оптимизации.

Таким образом, технология MRAM является реальной альтернативой существующим технологиям памяти для приложений, в которых ключевая роль отводится энергонезависимости, быстродействию и высокой продолжительности хранения информации. При этом STT-MRAM открывает возможность создания высокоплотных и масштабируемых устройств памяти с размерами порядка 10 нм при использовании структур МТП с ПМА. Также можно увеличить масштабируемость дополнительной стимуляцией переключения СВМ либо разогревом МТП, либо внешним электрическим полем. Для энергонезависимой логики и будущих применений в оперативных видах ЗУ концепция SOT-MRAM представляет большой интерес, в особенности, в интеграции с технологией VCMA STT MRAM, что значительно увеличивает энергоэффективность памяти. Для сравнения, 10-летнее хранение информации на Гб чипе MRAM в данном случае требует высоты энергетического барьера порядка 4-40 фДж, в отличие от STT-MRAM, где для той же задачи необходима энергия в диапазоне от 50 фДж до 1 пДж.

9 Другие спинтронные устройства на туннельных магниторезистивных элементах

Сформулируем основные принципы функционирования устройств, основанных на эффекте переноса спина. Обычно структура такого устройства представляет собой два магнитных слоя нанометровой толщины, разделенных немагнитной прослойкой также нанометровой толщины (рис. 39а). При этом один из магнитных слоев имеет фиксированную намагниченность (M_{fixed}), а намагниченность второго слоя (M_{free}) может свободно меняться. Когда ток подается через такой магнитный стек, носители поляризуются по спину в направлении M_{fixed} при прохождении через ферромагнитный слой. Если намагниченности M_{fixed} и M_{free} не коллинеарны, как показано на рис. 39а, то поляризованные спины, попадающие в на свободный слой, не совпадают с M_{free} . При этом при прохождении через свободный слой носители переполяризуются по спину по направлению M_{free} из-за обменного взаимодействия на очень небольшом расстоянии от интерфейса (на расстоянии порядка обменной длины). В ходе этого процесса «потерянный» момент количества движения — дивергенция спинового потока $\text{div}Q$ — создает вращающий момент, действующий на магнитные моменты локализованных спинов. Спиновый момент количества движения может переключать намагниченность свободного слоя в направлении или против направления намагниченности поляризатора, в зависимости от знака тока. Как было предсказано в теоретических работах [75, 76], вращающий момент, действующий на намагниченность, пропорционален плотности тока, при этом для переключения состояния магнитного слоя в наностолбике без помощи внешнего магнитного поля необходимая плотность тока составляет порядка 10^7 А/см². При этом одним из основных достоинств использования спин-трансферных механизмов переключения является тот факт, что при уменьшении размера элемента уменьшается также и необходимая для его переключения плотность тока. Десять лет интенсивных исследований в этой области позволили продемонстрировать отличную масштабируемость спинтронных туннельных устройств диаметром порядка 20 нм, управляемых спин-трансферным механизмом, при использовании небольших токов (менее 30 мкА) при комнатной температуре, а также полностью совместимых с 22 нанометровым технологическим циклом КМОП [77].

Общий принцип работы спин-трансферных спинтронных устройств продемонстрирован на рис. 39б. При инжектировании спин-поляризованного тока в трехслойный наностолбик из-за эффекта переноса спина возбуждается динамика намагниченности. Эта динамика магнитной системы преобразуется затем в электрический сигнал с помощью эффекта гигантского или туннельного магнетосопротивления, в зависимости от структуры стэка (наличия металлической или же диэлектрической прослойки).

Как было показано в работах [78, 79], спин-трансферный вращающий момент обычно бывает удобно представить в виде суммы моментов, действующих в трех взаимно перпендикулярных направлениях. При этом проекция \mathbf{T}_{ST} на ось, сонаправленную с \mathbf{M}_{free} , равна нулю, т.к. уравнение Ландау-Лифшица предполагает выполнение условия на постоянство модуля \mathbf{M} . Другие две компоненты имеют вид, как было показано выше:

$$\mathbf{T}_{IP} = -\frac{\gamma a_J}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref}] \quad (10)$$

$$\mathbf{T}_{OOP} = \gamma b_J \mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref} \quad (11)$$

Как видно из формул (10)-(11), \mathbf{T}_{IP} лежит в плоскости, определяемой векторами \mathbf{M}_{free} и \mathbf{M}_{fix} , а момент \mathbf{T}_{OOP} направлен перпендикулярно этой плоскости. Этим объясняется кардинальное различие в действии этих вращающих моментов на магнитную систему. В случае, когда направление намагниченности слоя-поляризатора совпадает с направлением эффективного поля, видно, что в отсутствие тока, система описывается уравнением Ландау-Лифшица — вращательный момент \mathbf{T}_{field} вызывает прецессию вокруг направления эффективного поля, в то время как затухание вызвано \mathbf{T}_{damp} . Однако, при включении тока, в системе возникают два дополнительных вращающих момента: \mathbf{T}_{IP} , действие которого аналогично \mathbf{T}_{damp} , и \mathbf{T}_{OOP} , действующий аналогично \mathbf{T}_{field} . В зависимости от направления и плотности спин-поляризованного тока, \mathbf{T}_{IP} может как усиливать затухание системы, так и усиливать прецессию. Поэтому с точки зрения практических приложений \mathbf{T}_{IP} удобно использовать как для стабилизации магнитного состояния в равновесном состоянии, так и для переключения системы в другой энергетический минимум. Вращающий момент \mathbf{T}_{OOP} , который часто называют также «field like torque» («момент, действующий аналогично полю»), как и внешнее магнитное поле, на практике используется для изменения энергетического профиля системы. При этом \mathbf{T}_{OOP} практически отсутствует в системах с металлической прослойкой, однако, в туннельных структурах его амплитуда может достигать 40% от амплитуды \mathbf{T}_{IP} [80].

Варьируя параметры используемых материалов и геометрию структуры, можно создавать большое разнообразие спинтронных устройств с заданными свойствами. Основным видам таких устройств, принципам их работы, а также их свойствам и посвящена данная глава.

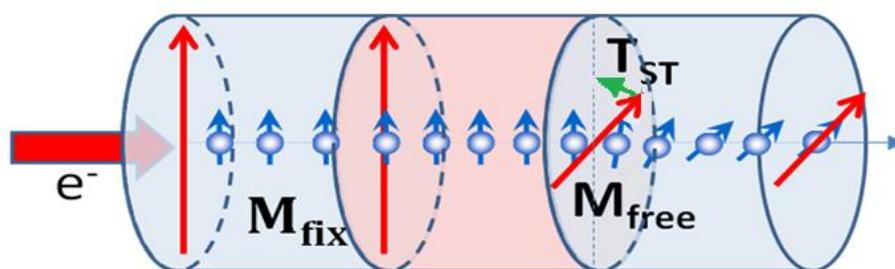
9.1 Динамические эффекты, возбуждаемые плоскостным вращательным моментом

Так как вращательный момент \mathbf{T}_{OOP} , направленный перпендикулярно плоскости, обычно значительно меньше плоскостного \mathbf{T}_{IP} , то в большинстве случаев для управления спинтронными

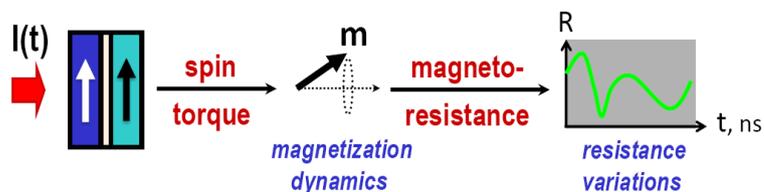
устройствами используют лишь последний. Как было показано выше, по своей симметрии он действует аналогично затуханию, при этом, в зависимости от направления тока, он может как ускорять релаксацию системы к равновесному состоянию, так и возбуждать намагниченность, не изменяя при этом энергетический профиль системы. При этом, так как динамика намагниченности определяется последним, можно выделить три возможных сценария динамического отклика намагниченности на возбуждение спиновым током, которые являются предпочтительными в зависимости от числа энергетических минимумов и их относительной стабильности.

Гистерезисное переключение намагниченности

При включении небольшого внешнего магнитного поля, или при отсутствии такого поля ($H < H_c$), стабильными являются как ферромагнитное, так и антиферромагнитное состояния структуры. Меняя направление спин-поляризованного тока, можно дестабилизировать или ферромагнитное или антиферромагнитное состояние, переключая таким образом систему из одного энергетического минимума в другое. Переключение свободного слоя сопровождается высокоамплитудным скачком сопротивления структуры, благодаря эффекту магнетосопротивления. Гистерезисная кривая показывает, что при выключении тока сформировавшееся распределение намагниченности (ферромагнитное или антиферромагнитное) остается стабильным (рис. 40а). Этот эффект предлагается использовать для создания энергонезависимой магнитной памяти (Magnetic Random Access Memory — MRAM).



(a)



(б)

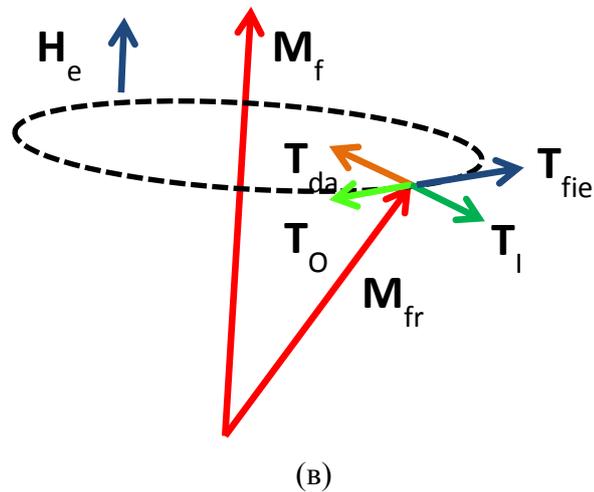


Рисунок 39 – (а) Принцип эффекта переноса спина: электроны, проходя через слой с фиксированной намагниченностью (\mathbf{M}_{fix}) приобретают спиновую поляризацию; затем, проходя через немагнитную прослойку и проникая в слой со свободной намагниченностью (\mathbf{M}_{free}) с неколлинеарным относительно \mathbf{M}_{fix} направлением, они попадают под действие очень сильного обменного поля (порядка 10^7 эрстед), и на длине в несколько ангстрем переориентируются в направлении намагниченности данного слоя, теряя при этом часть своего спинового момента. При этом, однако, «потерянная» часть спинового момента потока (т.е., его дивергенция) передается намагниченности свободного слоя \mathbf{M}_{free} в виде действующего на нее вращательного момента T_{st} . (б) Общий принцип работы спин-трансферных спинтронных устройств: при инжектировании спин-поляризованного тока в трехслойный наностолбик из-за эффекта переноса спина возбуждается динамика намагниченности. Эта динамика магнитной системы преобразуется затем в электрический сигнал с помощью эффекта гигантского или туннельного магнетосопротивления, в зависимости от структуры стэка (наличия металлической или же диэлектрической прослойки). (в) Вращающий момент, действующий на намагниченность свободного слоя \mathbf{M}_{free} для случая, когда направление эффективного поля со-направлено с направлением намагниченности слоя-поляризатора \mathbf{M}_{fix} . Полный вращающий момент T^{ST} равен сумме моментов T^{IP} и T^{OOP}

Телеграфное переключение

Когда внешнее магнитное поле приблизительно равно критическому полю, возможно стохастическое переключение между ферромагнитным и антиферромагнитным состояниями, если намагниченность в одном состоянии возбуждается спин-поляризованным током, а другое состояние дестабилизируется из-за термофлуктуаций [81, 82, 83, 84] (рис. 40б). Изменяя плотность тока, можно менять среднее время, проводимое системой в одном состоянии, переводя таким образом систему в режим телеграфного переключения. Эти регулируемые времена жизни магнитных конфигураций потенциально могут быть использованы для кодирования информации, когда амплитуда тока обеспечивает контроль вероятности переключения. Это означает, что вращающий момент T^{IP} может быть использован для проектирования управляемых стохастических устройств, например, генераторов случайных чисел [85].

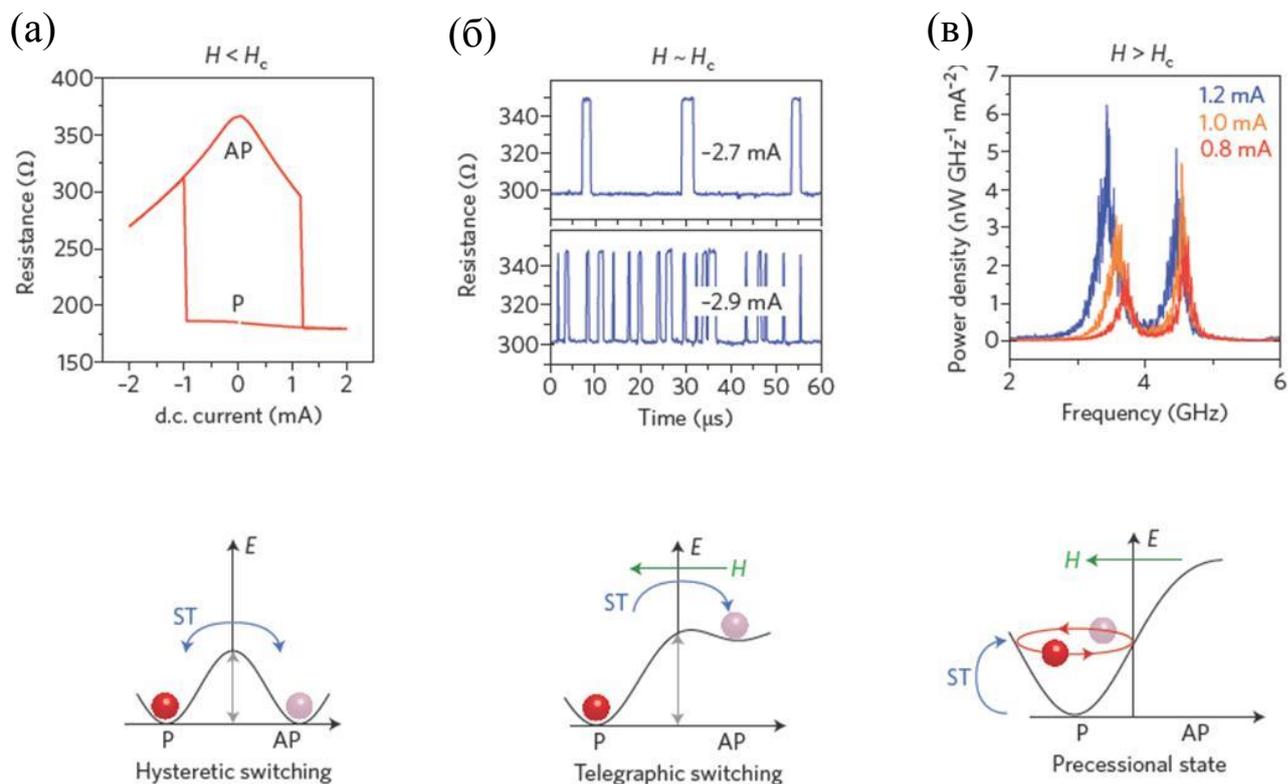


Рисунок 40 – Основные эффекты, индуцированные эффектом переноса спина и используемые для создания спинтронных устройств [86]: (а) Гистерезисное переключение между ферромагнитной и антиферромагнитной конфигурациями, сопровождаемое высокоамплитудным скачком сопротивления; в этом случае обе конфигурации являются энергетически выгодными и стабильны в отсутствие внешнего магнитного поля и спин-поляризованного тока. (б) Телеграфное переключение между двумя конфигурациями системы, при включении внешнего магнитного поля $H \sim H^c$. В этом случае спин-поляризованный ток переводит систему из стабильного в метастабильное состояние, откуда, в свою очередь, систему выводят внешнее поле и термофлуктуации. Время жизни метастабильного состояния определяется плотностью спин-поляризованного тока. (в) Высокоамплитудные микроволновые осцилляции при включении внешнего магнитного поля $H > H^c$. У системы есть только один энергетический минимум, откуда ее выводит вращающий момент T^{IP} , вызывая высокоамплитудные осцилляции намагниченности

Устойчивая микроволновая прецессия

На рис. 40в продемонстрирован принцип эффекта устойчивой микроволновой высокоамплитудной прецессии намагниченности, возникающей при включении внешнего поля с величиной больше поля коэрцитивности свободного слоя $H > H^c$. При этом только одна конфигурация намагниченности слоев остается стабильной (например, ферромагнитная конфигурация «P», как показано на рис. 40с). Если плотность спин-поляризованного тока достаточно велика, чтобы вывести систему из энергетического минимума, то возникают устойчивые осцилляции намагниченности, амплитуда которых определяется соотношением вращающих моментов T^{ST} , T^{field} , и T^{damp} .

9.2 Основные спинтронные устройства, основанные на эффекте переноса спина

Спин-трансферные микроволновые устройства

Открытие эффекта гигантского магнетосопротивления, а затем туннельного магнетосопротивления привело к увеличению информационной плотности жестких дисков на несколько порядков. Ожидается, что к таким же революционным изменениям в области информационных телекоммуникационных технологий приведут разработки в области спин-трансферных микроволновых устройств. Этот новый класс СВЧ наноустройств основан на спин-трансферном возбуждении высокоамплитудных микроволновых осцилляций намагниченности и на дальнейшем преобразовании этих возбуждений в электрические сигналы с помощью магнетосопротивления. Такие устройства имеют целый ряд преимуществ. Во-первых, свободная частота таких устройств зависит от геометрии устройств и магнитных свойств используемых материалов. Таким образом, правильно подбирая материалы и геометрию, можно создавать устройства, работающие в большом частотном диапазоне — от нескольких сот мегагерц до десятков гигагерц. Во-вторых, нелинейная природа таких устройств позволяет незначительным изменением плотности спин-поляризованного тока менять баланс вращающих моментов, очень быстро меняя, таким образом, рабочую частоту, на которой функционирует прибор [87]. И третье преимущество — хорошая технологическая масштабируемость таких устройств и их высокая устойчивость к радиационным воздействиям. Также очень важным свойством таких устройств является их универсальность — фактически используя одну и ту же базовую спинтронную структуру, можно реализовать большое число спинтронных приборов различного назначения: генераторы СВЧ, детекторы микроволнового излучения, устройства для обработки информации. На базе этих устройств может быть создано целое семейство устройств различного назначения — от часов для микрочипов до датчиков магнитного поля в новых поколениях высокоскоростных считывающих головок жестких дисков [88].

Спин-трансферные наноосцилляторы — генераторы микроволнового сигнала

Принцип работы СТНО-генератора микроволнового сигнала продемонстрирован на рис. 41а [86]. Постоянный ток, проходя через слой – поляризатор, поляризуется по спину и, попадая в свободный слой, возбуждает в нем высокоамплитудные осцилляции намагниченности, которые, в свою очередь, приводят к осцилляциям сопротивления системы и, следовательно, к возникновению в цепи осцилляций напряжения, частота которых может варьироваться от сотен мегагерц до десятков гигагерц, в зависимости от конструкции устройства и плотности тока. Впервые этот эффект был продемонстрирован в 2003 году в работах [89, 90]. Переход от металлических GMR-структур к туннельным позволил увеличить мощность выходного сигнала от нескольких сотен пиковатт до более чем микроватта. Такие

микроволновые генераторы совместимы с КМОП циклом, перестраиваемы по частоте, отличаются высоким быстродействием, а также в некоторых вариантах конструкции могут работать при нулевом внешнем магнитном поле.

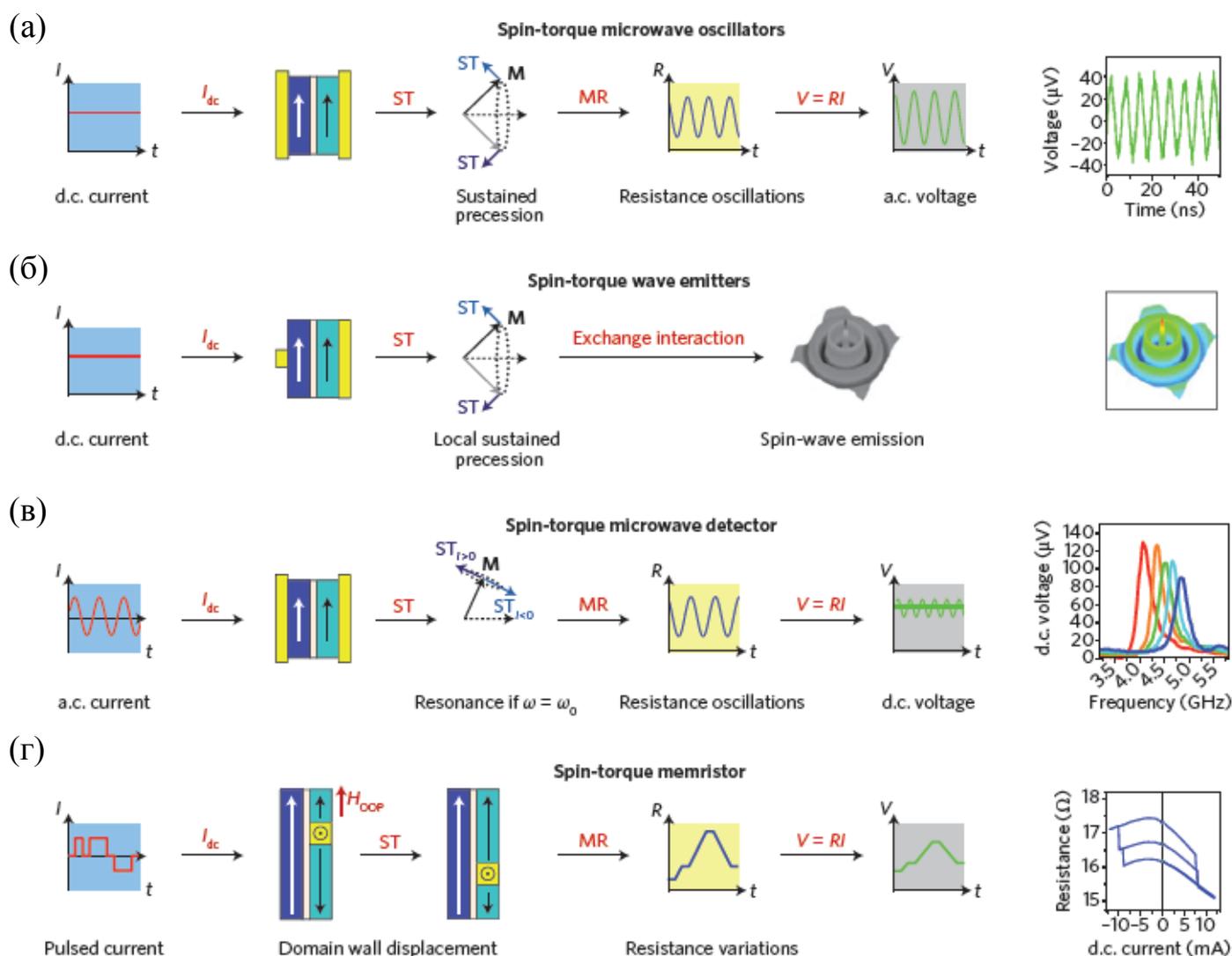


Рисунок 41 – Различные конфигурации туннельных спинтронных систем для различных приложений

Кроме того, благодаря своей внутренней нелинейной природе, в таких приборах могут реализовываться большие полосы пропускания частотной модуляции, что может иметь решающее значение для обработки сигналов [91]. Таким образом, спин-трансферные наноосцилляторы, являются потенциально чрезвычайно перспективными для телекоммуникационных технологий, но по-прежнему являются предметом интенсивных научных исследований с целью улучшения их частотных характеристик. Стратегией уменьшения амплитудных и фазовых шумов являются разработка инновационных схем фазовой автоподстройки, или, на уровне устройства, реализация динамической синхронизации нескольких СТНО. Недавно было продемонстрировано, что эффекты переноса спина в сочетании с динамикой вихревых структур могут дать возможность создавать СТНО с шириной

линии 50 кГц при комнатной температуре, что уже очень близко к верхнему пределу для практических приложений (~10 кГц).

Излучатели спиновых волн

На рис. 41а представлена наиболее распространённая реализация наноосциллятора, когда размеры свободного слоя уменьшены для получения больших плотностей тока, таким образом, намагниченность осциллирует в пространственно ограниченной области. Интересная альтернативная геометрия показана на рис. 41б, когда ток инжектируется через нанокontakt в свободный слой большой площади, что позволяет реализовать управляемую спин-трансферным вращающим моментом эмиссию магнонов в области свободного слоя, находящиеся вне наноконтакта. Таким образом, СТНО работает как наноразмерный источник спиновых волн [92, 93, 94].

Спин-трансферные детекторы СВЧ излучения

Большими перспективами спин-трансферные устройства обладают в контексте создания детекторов микроволнового излучения (рис. 41в). В данном случае определение частоты сигнала может быть достигнуто путем замены пропускаемого через обычный СТНО постоянного тока на переменный СВЧ ток внешнего сигнала. При этом во время первой половины периода, когда переменный ток является положительным, намагниченность свободного слоя стремится иметь направление намагниченности опорного слоя, в то время как во время второй половины периода, когда переменный ток является отрицательным, намагниченность свободного слоя стремится изменить направление на противоположное. В результате намагниченность свободного слоя осциллирует вблизи положения равновесия с частотой внешнего СВЧ сигнала, вызывая при этом и осцилляции сопротивления туннельной структуры. При этом, если частота инжектируемого СВЧ тока близка к собственной частоте осцилляций свободного слоя, данный эффект значительно усиливается посредством резонанса. Если же частоты будут и вовсе совпадать, то выходное напряжение такого устройства станет постоянным. Этот эффект, получивший название «спин-диодный эффект», был продемонстрирован экспериментально в 2005 году [95].

Практическая перспективность разработки подобных систем определяется потребностью в высокочувствительных микроволновых детекторах для телекоммуникационных технологий и считывающих головках для жестких дисков нового поколения [88]. Квантовые устройства детектирования, такие как сверхпроводящие болометры, обладают высокими характеристиками, но работают только при низкой температуре, что очевидным образом ограничивает область их практического применения. С другой стороны, полупроводниковые приборы, хотя и обеспечивают детектирование при комнатной температуре, имеют плохое отношение «сигнал-шум». В связи с этим вышеупомянутый магнитный диод представляет весьма

многообещающую перспективную разработку. Для его работы не требуются низкие температуры. Недавние результаты реализации спинового диода, основанного на туннельном контакте MgO [96], показали возможность достижения очень высокой чувствительности детектирования радиочастотного сигнала (более чем в три раза превышающей показатели современных полупроводниковых аналогов).

Спин-трансферные мемристоры

Мемристор (сокращение от memory resistor – резистор с памятью состояния) является одним пассивным элементом, вольт-амперная характеристика которого определяется выражением вида $V = M(q)I$, где M — мемрезистивность, зависящая от суммарного заряда, который прошел через мемристор. Существование такого прибора теоретически было доказано еще в 1971 году, однако, возможность экспериментальной реализации такого устройства была продемонстрирована только в 2008 году [97]. Фактически, мемристоры являются перестраиваемыми нанорезисторами с эффектом энергонезависимой памяти. Такие устройства имеют большой потенциал для многоуровневой цифровой памяти, а также для создания наноразмерных синапсов в больших нейроморфных схемах, предназначенных для быстрых, энергоэффективных и толерантных к аппаратным сбоям вычислений. Среди разнообразных физических эффектов, на базе которых предлагается создание мемристорных устройств, большинство основаны на глубоких изменениях внутренней структуры материала устройства под действием протекающего тока (ионный транспорт, тепловые эффекты и так далее). Как альтернатива, бинарный элемент магнитной спин-трансферной памяти, в котором изменение сопротивления обусловлено гистерезисным перемагничиванием, можно рассматривать как двухуровневой мемристор, обладающий соответствующими преимуществами в скорости и надежности, которые демонстрирует STT MRAM.

Одним из возможных способов создать многоуровневый спинтронный мемристор является использование длинной и узкой двуслойной ферромагнитной нанополоски, в которой доменная стенка могла бы стабилизироваться в свободном слое, а также как показано на рис. 41г. При этом соотношение размеров ферромагнитного и антиферромагнитного доменов, которое определяется положение доменной стенки, влияет на амплитуду сопротивления элемента. При этом спин-трансферный вращающий момент используется для манипуляции положением доменной стенки, что достигается инжекцией тока перпендикулярно плоскости образца. В этой конфигурации действие плоскостной компоненты спин-трансферного момента усредняется по всей доменной стенке и имеет симметрию внешнего поля, направленного перпендикулярно плоскости нанополоски, и, таким образом, очевидно, является неэффективным с точки зрения смещения доменной стенки вдоль полоски. Усредненный момент, действующий перпендикулярно плоскости образца, имеет симметрию поля, направленного вдоль проволоки,

что как раз необходимо для эффективного перемещения доменной стенки. Такой перпендикулярный плоскости момент большой амплитуды, обладающий близкой к линейной зависимостью от подаваемого тока, может создаваться в магнитных туннельных структурах с ассиметричным электродами, позволяя управлять сопротивлением за счет контролируемого перемещения доменной стенки влево или вправо, в зависимости от знака спин-поляризованного тока.

Первое подтверждение этой концепции, представленное в [98], и показанное на рис. 41г, демонстрирует возможность эффективного контроля сопротивления в спин-трансферном мемристоре с тремя состояниями. При этом необходимо отметить, что в современных экспериментах, описанных выше, величина туннельного магнетосопротивления составляет порядка 100%. Прорыв с точки зрения масштабируемости таких устройств может быть достигнут при переходе на материалы в перпендикулярной магнитной анизотропией [99].

Заключение

Технология создания магнитных туннельных переходов достигла большого прогресса за последние годы и позволила создать переходы с величиной туннельного магнитного сопротивления, превышающего 100% при обычных условиях. Это явилось основой для разработки и создания принципиально новых спинтронных приборов на магнитных туннельных переходах. Данные приборы могут быть легко интегрированы с обычными микроэлектронными устройствами на основе КМОП технологии, что позволяет создавать сложно-функциональные высоко-интегрированные системы на одной подложке. Рабочие образцы микросхем неразрушаемой памяти на основе магнитных туннельных переходов уже доступны на рынке, предлагая существенно большую скорость записи и чтения (порядка 10 нс), чем существующие системы на основе Flash технологии. Однако дальнейшая миниатюризация этих устройств требует использования дополнительных физических эффектов для обеспечения надежности операций записи/чтения и отсутствия ошибок. Одним из таких эффектов может быть использование термоассистируемой записи, которая позволяет разрешить дилемму между стабильностью записанной информацией и низкими величинами полей для осуществления записи. Одним из перспективных способов реализации термоассистируемой записи является метод теплового контроля анизотропии на интерфейсе ферромагнетик/антиферромагнетик. Поэтому для моделирования и оптимизации таких спинтронных приборов необходимо не только описывать динамику спинов, но осуществлять самосогласованное решение магнитной задачи вместе с задачами на распределение тепла. Кроме того, поскольку тепловой разогрев приводит к возникновению термических напряжений в системе, необходимо включить в модель также описание термических напряжений и их влияние на магнитные свойства материалов магнитного туннельного перехода. Это обуславливает потребность в разработке комбинированной мультифизической модели для расчета спинтронных устройств, включающей как модели магнитной динамики, так и модели термомеханики. В последующих секциях будет приведен обзор литературы по соответствующим моделям.

Список литературы

1. **Julliere, M.** Tunneling between ferromagnetic films [Текст] / M. Julliere // *Physics Letters A.* – 1975. – V. 54. – P. 225.
2. **Moodera, J. S.** Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions [Текст] / J. S. Moodera, L. R. Kinder, M. W. Terrilyn, and R. Meservey // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74. – P. 3273.
3. **Miyazaki, T.** Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction [Текст] / T. Miyazaki, N. Tezuka // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 1995. – V. 139. – P. L231–L234.
4. **Wang, D.,** 70% TMR at Room Temperature for SDT Sandwich Junctions With CoFeB as Free and Reference Layers [Текст] / D. Wang, C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian, J. Fink // *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – V. 40. – P. 2269.
5. **Волков, Н. В.** Спинтроника: магнитные туннельные структуры на основе манганитов [Текст] / Н. В. Волков // *Успехи физических наук* – 2012. – V. 182. – P. 263.
6. **LeClair, P.** Fundamental aspects of spin-polarized tunneling [Текст] / P. LeClair // PhD Thesis Eindhoven University of Technology PhD Thesis – 2002.
7. **LeClair, P.** Spin polarized electron tunneling. Ultrathin magnetic structures III [Текст] / P. LeClair, J. S. Moodera, and H. J. M. Swagten // Springer Berlin Heidelberg. – Berlin – 2005. – P. 51–97.
8. **Zhang, S.** Quenching of Magnetoresistance by Hot Electrons in Magnetic Tunnel Junctions [Текст] / S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley, S. S. P. Parkin // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – V. 79. – P. 3744.
9. **Bratkovsky, A. M.** Assisted tunneling in ferromagnetic junctions and half-metallic oxides [Текст] / A. M. Bratkovsky // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – V. 72. – P. 2334.
10. **Davis, A. H.** Spin dependent tunneling at finite bias [Текст] / A. H. Davis and J. M. MacLaren // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V. 87. – P. 5224.
11. **Shang, C. H.** Temperature dependence of magnetoresistance and surface magnetization in ferromagnetic tunnel junctions [Текст] / C. H. Shang, J. Nowak, R. Jansen, J. S. Moodera // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V. 58. – P. R2917–R2920.
12. **Meservey, R.** Magnetic Field Splitting of the Quasiparticle States in Superconducting Aluminum Films [Текст] / R. Meservey, P. M. Tedrow, and P. Fulde // *Phys. Rev. Lett.* – 1970. – V. 25. – P. 1270.

13. **Stearns, M. B.** Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys [Текст] / M. B. Stearns // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1977. – V. 5. – P. 167.
14. **Slonczewski, J. C.** Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier [Текст] / J. C. Slonczewski // *Phys. Rev. B*. – 1989. – V. 39. – P. 6995.
15. **Tedrow, P. M.** Spin Polarization of Electrons Tunneling from Films of Fe, Co, Ni, and Gd [Текст] / P. M. Tedrow and R. Meservey // *Phys. Rev. B*. – 1973. – V. 7. – P. 318.
16. **Tedrow, P. M.** Critical thickness for ferromagnetism and the range of spin-polarized electrons tunneling in Co [Текст] / P. M. Tedrow and R. Meservey // *Solid State Communications*. – 1975. – V. 16. – P. 71–74.
17. **LeClair, P.** Interfacial Density of States in Magnetic Tunnel Junctions [Текст] / P. LeClair, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten and W. J. M. de Jonge // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 1066.
18. **Zhang, X.-G.** Large magnetoresistance in bcc Co/MgO/Co and FeCo/MgO/FeCo tunnel junctions [Текст] / X.-G. Zhang and W. H. Butler // *Phys. Rev. B*. – 2004. – V. 70. – P. 172407.
19. **Parkin, S. S. P.** Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers [Текст] / S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant and S.-H. Yang // *Nature Materials*. – 2004. – V. 3. – P. 862–867.
20. **Yuasa, S.** Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions [Текст] / S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki and K. Ando // *Nature Materials*. – 2004. – V. 3. – P. 868–871.
21. **Yuasa, S.** Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (001) barrier [Текст] / S. Yuasa and D.D. Djayaprawira // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2007. – V. 40. – P. R337.
22. **Lee, Y. M.** Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier [Текст] / Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura and H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – V. 90. – P. 212507.
23. **Ikeda, S.** Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature [Текст] / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura and H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 93. – P. 082508.
24. **Zhu, J.-G.** Magnetic tunnel junctions [Текст] / J.-G. Zhu and C. Park // *Materials Today*. – 2006. – V. 9. – P. 36–45.
25. **Bowen, M.** Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo (001) epitaxial tunnel junctions on GaAs (001) [Текст] / M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, C. M. Boubeta, J. L. Costa-Krämer, J.

V. Anguita, A. Cebollada, F. Briones, J. M. de Teresa, L. Morellón, M. R. Ibarra, F. Güell, F. Peiró and A. Cornet // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79. – P. 1655.

26. **Mathon, J.** Theory of tunneling magnetoresistance in a junction with a nonmagnetic metallic interlayer [Текст] / J. Mathon and A. Umerski // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 60. – P. 1117.

27. **Mavropoulos, P.** Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet /Insulator /Ferromagnet Junctions [Текст] / P. Mavropoulos, N. Papanikolaou, P. H. Dederlchs // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85. – P. 1088.

28. **Bowen, M.** Observation of Fowler–Nordheim hole tunneling across an electron tunnel junction due to total symmetry filtering [Текст] / M. Bowen, A. Barthélémy, V. Bellini, M. Bibes, P. Seneor, E. Jacquet, J.-P. Contour and P. H. Dederlchs // Phys. Rev. B. – 2006. – V. 73. – P. 140408(R).

29. **De Teresa, J. M.** Role of Metal-Oxide Interface in Determining the Spin Polarization of Magnetic Tunnel Junctions [Текст] / J. M. De Teresa, A. Barthélémy, A. Fert, J. P. Contour, F. Montaigne and P. Seneor // Science – 2000. – V. 286. – P. 507–509.

30. **Zhang, X.-G.** Effects of the iron-oxide layer in Fe-FeO-MgO-Fe tunneling junctions [Текст] / X.-G. Zhang, W. H. Butler and A. Bandyopadhyay // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. – P. 092402.

31. **Matsumoto, R.** Oscillation of giant tunneling magnetoresistance with respect to tunneling barrier thickness in fully epitaxial Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions [Текст] / R. Matsumoto, A. Fukushima, T. Nagahama, S. Yoshishige, K. Ando and S. Yuasa // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 90. – P. 252506.

32. **Katayama, T.** Interlayer exchange coupling in Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions [Текст] / T. Katayama, S. Yuasa, J. Velez, M. Y. Zhuravlev, S. S. Jaswal and E. Y. Tsybal // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 89. – P. 112503.

33. **XiuFeng, H.** MgO (001) barrier based magnetic tunnel junctions and their device applications [Текст] / H. XiuFeng, A. S. Shanbaz and L. ShiHeng // Science China Physics, Mechanics and Astronomy. – 2013. – V. 56. – P. 29–60.

34. **Djayaprawira, D. D.** 230% room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions [Текст] / D. D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki and K. Ando // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86. – P. 092502.

35. **Ikeda, S.** Magnetic Tunnel Junctions for Spintronic Memories and Beyond [Текст] / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu and H. Ohno // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2007. – V. 54. – P. 991–1002.

36. **Nozaki, T.** Bias voltage effect on tunnel magnetoresistance in fully epitaxial MgO double-barrier magnetic tunnel junctions [Текст] / T. Nozaki, A. Hirohata, N. Tezuka, S. Sugimoto and K. Inomata // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86. – P. 082501.

37. **Gan, H. D.** Tunnel magnetoresistance properties and film structures of double MgO barrier magnetic tunnel junctions [Текст] / H. D. Gan, S. Ikeda, W. Shiga, J. Hayakawa, K. Miura, H. Yamamoto, H. Hasegawa, F. Matsukura, T. Ohkubo, K. Hono and H. Ohno // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 96. – P. 192507.

38. **Jiang, L.** Large Tunnel Magnetoresistance of 1056% at Room Temperature in MgO Based Double Barrier Magnetic Tunnel Junction [Текст] / L. Jiang, H. Naganuma, M. Oogane and Y. Ando // Appl. Phys. Express. – 2009. – V. 2. – P. 083002.

39. **Miao, G.-X.** Inelastic tunneling spectroscopy of magnetic tunnel junctions based on CoFeB/MgO/CoFeB with Mg insertion layer [Текст] / G.-X. Miao, K. B. Chetry, A. Gupta, W. H. Butler, K. Tsunekawa, D. Djayaprawira and G. Xiao // J. Appl. Phys. – 2006. – V. 99. – P. 08T305.

40. **Matsumoto, R.** Spin-dependent tunneling in epitaxial Fe/Cr/MgO/Fe magnetic tunnel junctions with an ultrathin Cr (001) spacer layer [Текст] / R. Matsumoto, A. Fukushima, K. Yakushiji, S. Nishioka, T. Nagahama, T. Katayama, Y. Suzuki, K. Ando and S. Yuasa // Phys. Rev. B. – 2009. – V. 79. – P. 174436.

41. **Tsunegi, S.** Large tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions using a Co₂MnSi Heusler alloy electrode and a MgO barrier [Текст] / S. Tsunegi, Y. Sakuraba, M. Oogane, K. Takanashi and Y. Ando // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 93. – P. 112506.

42. **Yamamoto, M.** Effect of defects in Heusler alloy thin films on spin-dependent tunnelling characteristics of Co₂MnSi/MgO/Co₂MnSi and Co₂MnGe/MgO/Co₂MnGe magnetic tunnel junctions [Текст] / M. Yamamoto, T. Ishikawa, T. Taira, G.-F. Li, K.-I. Matsuda, T. Uemura // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 22. – P. 164212.

43. **Sukegawa, H.** Tunnel magnetoresistance with improved bias voltage dependence in lattice-matched Fe/spinel MgAl₂O₄/Fe (001) junctions [Текст] / H. Sukegawa, H. Xiu, T. Ohkubo, T. Furubayashi, T. Niizeki, W. Wang, S. Kasai, S. Mitani, K. Inomata and K. Hono // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 96. – P. 212505.

44. **Yin, Y.-W.** Multiferroic tunnel junctions [Текст] / Y.-W. Yin, M. Raju, W.-J. Hu, X.-J. Weng, K. Zou, J. Zhu, X.-G. Li, Z.-D. Zhang and Q. Li // Front. Phys. – 2012. – V. 7. – P. 380–385.

45. **Schwee, L. J.** The concept and initial studies of a crosstie random access memory (CRAM) [Текст] / L. J. Schwee, P. E. Hunter, K. A. Restorff and M. T. Sheppard // J. Appl. Phys. – 1982. – V. 53. – P. 2762.

46. **Pohm, A. V.** Threshold properties of 1, 2 and 4 microns multilayer magneto-resistive memory cells [Текст] / A. V. Pohm and J. M. Daughton // IEEE Trans. Magn. – 1987. – V. 23. – P. 2575.
47. **Jeong, W. - C.** Three level, six state multilevel magnetoresistive RAM (MRAM) [Текст] / W. - C. Jeong, B. - I. Lee and S. - K. Joo // J. Appl. Phys. – 1999. – V. 85. – P. 4782.
48. **Moodera, J. S.** Ferromagnetic–insulator–ferromagnetic tunneling: Spin - dependent tunneling and large magnetoresistance in trilayer junctions [Текст] / J. S. Moodera, and L. R. Kinder // J. Appl. Phys. – 1996. – V. 79. – P. 4724.
49. **Parkin, S. S. P.** Low-field magnetoresistance in magnetic tunnel junctions prepared by contact masks and lithography: 25% magnetoresistance at 295 K in mega-ohm micron-sized junctions [Текст] / S. S. P. Parkin, R. E. Fontana and A. C. Marley // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 81. – P. 5521.
50. **Yuasa, S.** Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions [Текст] / S. Yuasa, T. Naghama, A. Fukushima, Y. Suzuki and K. Ando // Nature Materials. – 2004. – V. 3. – P. 868–871.
51. **Dieny, B.** Spin-transfer effects and its use in spintronic components [Текст] / B. Dieny, R. C. Sousa, J. Herault, C. Papusoi, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, L. D. Buda-Prejbeanu, M. C. Cyrille, M.C., B. Delaet, O. Redon, C. Ducruet, P. Nozieres and I. L. Prejbeanu // Int. J. Nanotechnol. – 2010. – V. 7. – P. 591–614.
52. **Atherton, D. L.** A mean field Stoner-Wohlfarth hysteresis model [Текст] / D. L. Atherton and J. R. Beattie // IEEE Trans. Magn. – 1990. – V. 26. – P. 3059.
53. **Engel, B. N.** A 4-Mb Toggle MRAM Based on a Novel Bit and Switching Method [Текст] / B. N. Engel, J. Åkerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun and S. Tehrani // IEEE Trans. Magn. – 2005. – V. 41. – P. 132.
54. **Slonczewski, J. C.** Currents, torques and polarization factors in magnetic tunnel junctions [Текст] / J. C. Slonczewski // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 71. – P. 024411.
55. **Prejbeanu, I. L.** Thermally assisted MRAM [Текст] / I. L. Prejbeanu, M. Kerekes, R. C. Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny and J. P. Nozières // J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V. 19. – P. 165218.
56. **Velev, J. P.** Multi-ferroic and magnetoelectric materials and interfaces [Текст] / J. P. Velev, S.S. Jaswal and E. Y. Tsymlal // Phil. Trans. R. Soc. A. – 2011. – V. 369. – P. 3069.
57. **Mauyama, T.** Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron [Текст] / T. Mauyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, Y. Suzuki // Nature Nanotechnology. – 2009. – V.4. – P. 158–161.

58. **Dorrance, R.** Diode-MTJ Crossbar Memory Cell Using Voltage-Induced Unipolar Switching for High-Density MRAM [Текст] / R. Dorrance, J. G. Alzate, S. S. Cherepov, P. Upadhyaya, I. N. Krivorotov, J. A. Katine, J. Langer and K. L. Wang // IEEE Electron Device Letters. – 2013. – V. 34. – P. 753.
59. **Stainer, Q.** MRAM with soft reference layer: In-stack combination of memory and logic functions [Текст] / Q. Stainer, L. Lombard, K. Mackay, R.C. Sousa, I.L. Prejbeanu and B. Dieny // 2013 5th IEEE International Conference: Memory Workshop (IMW). – 26-29 May 2013, Monterey, CA, USA, 2013. –P. 84–87.
60. **Behin-Aein, B.** Proposal for an all-spin logic device with built-in memory [Текст] / B. Behin-Aein, D. Datta, S. Sallahuddin and S. Datta // Nature Nanotechnology. – 2010. – V. 5. – P. 266–270.
61. **Suzuki, D.** Six-input lookup table circuit with 62% fewer transistors using nonvolatile logic-in-memory architecture with series/parallel-connected magnetic tunnel junctions [Текст] / D. Suzuki, M. Natsui, T. Endoh, H. Ohno and T. Hanyu // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – P. 07E318.
62. **Zhao, W. Z.** High Speed, High Stability and Low Power Sensing Amplifier for MTJ/CMOS Hybrid Logic Circuits [Текст] / W. Z. Zhao, C. Chappert, V. Javeriac and J.-P. Noziere // IEEE Trans. Magn. – 2009. – V. 45. – P. 3784–3787.
63. **Goncalves, O.** Nonvolatile runtime-reconfigurable FPGA secured through MRAM-based periodic refresh [Текст] / O. Goncalves, G. Prenat, G. Di Pendina, G. Layer and B. Dieny // 2013 5th IEEE International Conference: Memory Workshop (IMW). – 26-29 May 2013, Monterey, CA, USA, 2013. – P. 170–173.
64. **Попков, А. Ф.** Спиновый транспорт и проблемы магнитной оперативной памяти (MRAM) [Текст] / А. Ф. Попков, К.А. Звездин, М. Ю. Чиненков, Н. А. Дюжев и А. К. Звездин // Инженерная физика. – 2009. – №. 9. – С. 19-34.
65. **Nakayama, M.** Spin transfer switching in TbCoFe/CoFeB/MgO/CoFeB/TbCoFe magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetic anisotropy [Текст] / M. Nakayama, T. Kai, N. Shimomura, M. Amano, E. Kitagawa, T. Nagase, M. Yoshikawa, T. Kishi, S. Ikegawa and H. Yoda // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 103. – P. 07A710–07A710-3.
66. **Ikeda, S.** A perpendicular-anisotropy CoFeB–MgO magnetic tunnel junction [Текст] / S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura and H. Ohno // Nature Materials. – 2010. – V. 9. – P. 721-724.
67. **Amiri, P. K.** Low-power MRAM for nonvolatile electronics: Electric field control and spin-orbit torques [Текст] / P. K. Amiri and K. L. Wang // 2014 6th IEEE International Conference: Memory Workshop (IMW). – 18-21 May 2014, Taipei, Taiwan, 2014. – P. 1–4.

68. **Yoda, H.** Progress of STT-MRAM technology and the effect on normally-off computing systems [Текст] / H. Yoda, S. Fujita, N. Shimomura, E. Kitagawa, K. Abe, K. Nomura, H. Noguchi, and J. Ito // 2012 IEEE International Conference: Electron Devices Meeting (IEDM). – 10-13 December 2013, San Francisco, CA, USA, 2012. – P. 11.3.1–11.3.4.
69. **Bandiera, S.** Spin transfer torque switching assisted by thermally induced anisotropy reorientation in perpendicular magnetic tunnel junctions [Текст] / S. Bandiera, R. C. Sousa, M. Marins de Castro, C. Ducruet, C. Prtemont, S. Auffret, L. Vila, I. L. Prejbeanu, B. Rodmacq and B. Dieny // Appl. Phys. Lett. – 2011. – V. 99. – P. 202507.
70. **Khvalkovskiy, A. V.** Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays [Текст] / A. V. Khvalkovskiy, D. Apalkov, D. Watts, R. Chepulski, R. S. Beach, A. Ong, X. Tang, A. Driskill-Smith, W. H. Butler, P. B. Vissher, D. Lottis, E. Chen, V. Nikitin and M. Krounbi // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V. 46. – P. 074001.
71. **Liu, L.** Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum [Текст] / L. Liu, C. F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph and R. A. Buhrman // Science. – 2012. – V. 336. – P. 555.
72. **Wang, K. L.** Low-power non-volatile spintronic memory: STT-RAM and beyond [Текст] / K. L. Wang, J. G. Alzate and P. Khalili Amiri // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2013. – V. 46. – P. 074003.
73. **Miron, I. M.** Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection [Текст] / I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl and P. Gambardella // Nature. – 2011. – V. 476. – P. 189.
74. **Yu, G.** Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields [Текст] / G. Yu, P. Upadhyaya, Y. Fan, J. G. Alzate, W. Jiang, K. L. Wong, S. Takei, S. A. Bender, L.-T. Chang, Y. Jiang, M. Lang, J. Tang, Y. Wang, Y. Tserkovnyak, P. Khalili Amiri and K. L. Wang // Nature Nanotechnology. – 2014. – V. 9. – P. 548–554.
75. **Slonczewski J. C.** Current-driven excitation of magnetic multilayers [Текст] / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159. – P. L1–L7.
76. **Berger L.** Emission of spin waves by a magnetic multilayers traversed by a current [Текст] / L. Berger // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 54. – P. 9353–9358.
77. **Gajek, M.** Spin torque switching of 20 nm magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy [Текст] / M. Gajek, J. J. Nowak, J. Z. Sun, P. L. Trouilloud, E. J. O’Sullivan, D. W. Abraham, M. C. Gaidis, G. Hu, S. Brown, Y. Zhu, R. P. Robertazzi, W. J. Gallagher and D. C. Worledge // Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 100. – P. 132408.

78. **Slonczewski, J. C.** Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier [Текст] / J. C. Slonczewski // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V. 39. – P. 6995–7002.
79. **Ralph, D. C.** Spin transfer torques [Текст] / D. C. Ralph and M. D. Stiles // *J. Magn. Mater.* – 2008. – V. 320. – P. 1190–1216.
80. **Matsumoto, R.** Spin-torque diode measurements of MgO-based magnetic tunnel junctions with asymmetric electrodes [Текст] / R. Matsumoto, A. Chanthbouala, J. Grollier, V. Cros, A. Fert, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima, S. Yuasa // *Appl. Phys. Exp.* – 2011. – V. 4. – P. 063001.
81. **Fabian, A.** Current-induced two-level fluctuations in pseudo-spin-valve (Co/Cu/Co) nanostructures [Текст] / A. Fabian, C. Terrier, S. Serrano Guisan, X. Hoffer, M. Dubey, L. Gravier, J.-Ph. Ansermet, J.-E. Wegrowe // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91. – P. 257209.
82. **Urazhdin, S.** Current-driven magnetic excitations in permalloy-based multilayer nanopillars [Текст] / S. Urazhdin, N. O. Birge, W. P. Jr. Pratt and J. Bass // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91. – P. 146803.
83. **Krivorotov, I. N.** Temperature dependence of spin-transfer-induced switching of nanomagnets [Текст] / I. N. Krivorotov, N. C. Emley, A. G. F. Garcia, J. C. Sankey, S. I. Kiselev, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93. – P. 166603.
84. **Pufall, M. R.** Large-angle, gigahertz-rate random telegraph switching induced by spin-momentum transfer [Текст] / M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. Kaka, S. E. Russek, T. J. Silva // *Phys. Rev. B* – 2004. – V. 69. – P. 214409.
85. **Fukushima, A.** / Fukushima, A. et al. // *Int. Conf. Solid State Devices and Materials Extend. abstr.* – 2010. – P.1128–1129.
86. **Locatelli, N.** Spin-torque building blocks [Текст] / *NATURE MATERIALS* / N. Locatelli, V. Cros, J. Grollier // 2014. – V. 13. – P. 12–20.
87. **Manfrini, M.** Agility of vortex-based nanocontact spin torque oscillators [Текст] / M. Manfrini, T. Devolder, Joo-Von Kim, P. Crozat, N. Zerounian, C. Chappert, W. Van Roy, L. Lagae, G. Hrkac, T. Schrefl // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – V. 95. – P. 192507.
88. **Sato, R.** Simulations and experiments toward high-data-transfer-rate readers composed of a spin-torque oscillator [Текст] / R. Sato, K. Kudo, T. Nagasawa, H. Suto, K. Mizushima // *IEEE Trans. Mag.* – 2012. – V. 48. – P. 1758–1764.
89. **Kiselev, S. I.** Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current [Текст] / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph // *Nature.* – 2003. – V. 425. – P. 380–383.

90. **Rippard, W. H.** Direct-Current Induced Dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ Point Contacts [Текст] / W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva. // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 92. – P. 027201.
91. **Pufall, M. R.** Frequency modulation of spin-transfer oscillators [Текст] / M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. Kaka, T. J. Silva and S. E. Russek // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86. – P. 082506.
92. **Tsoi, M.** Excitation of a magnetic multilayer by an electric current [Текст] / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80. – P. 4281–4284.
93. **Demidov, V. E.** Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators [Текст] / V. E. Demidov, S. Urazhdin, S. O. Demokritov // Nature Mater. – 2010. – V. 9. – P. 984–988.
94. **Madami, M.** Direct observation of a propagating spin wave induced by spin-transfer torque [Текст] / M. Madami, S. Bonetti, G. Consolo, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, F. B. Mancoff, M. A. Yar and J. Åkerman // Nature Nanotech. – 2011. – V. 6. – P. 635–638.
95. **Tulapurkar, A. A.** Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions [Текст] / A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe and S. Yuasa // Nature – 2005. – V. 438. – P. 339–342.
96. **Sato, R.** Simulations and Experiments Toward High-Data-Transfer-Rate Readers Composed of a Spin-Torque Oscillator [Текст] / R. Sato, K. Kudo, T. Nagasawa, H. Suto, K. Mizushima // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. – 2012. – V. 48. – P. 1758–1764.
97. **Strukov, D.B.** The missing memristor found [Текст] / D. B. Strukov, G. S. Snider, D. R. Stewart, R. S. Williams // Nature. – 2008. – V. 453. – P. 80–83.
98. **Chanthbouala, A.** Vertical-current-induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities [Текст] / A. Chanthbouala, R. Matsumoto, J. Grollier, V. Cros, A. Anane, A. Fert, A. V. Khvalkovskiy, K. A. Zvezdin, K. Nishimura, Y. Nagamine, H. Maehara, K. Tsunekawa, A. Fukushima, and S. Yuasa // Nature Phys. – 2011. – V. 7 – P. 626–630.
99. **Ravelosona, D.** Domain wall creation in nanostructures driven by a spin-polarized current [Текст] / D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris, and Eric E. Fullerton // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96. – P. 186604.