

Модель магнитного туннельного перехода для систем схемотехнического проектирования

А. И. Костров, А. Л. Данилюк, В. Р. Стемпицкий, В. Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
vstem@bsuir.by

Аннотация — Разработана макромодель магнитного туннельного перехода (MTJ) на языке смешанного поведенческого проектирования Verilog-AMS, которая является основой для схемотехнического моделирования ячейки памяти на эффекте туннельного магнитосопротивления (MRAM). Приведены результаты тестирования модели в системе сквозного проектирования Cadence Design Environment с использованием программы Spectre 5.1.41.

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование магниторезистивных структур ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик (ФДФ) как энергонезависимых элементов для хранения информации привело к значительным успехам в области разработки и проектирования интегрированных элементов памяти. Магниторезистивная энергонезависимая память MRAM является перспективной технологией, обладающей всеми необходимыми преимуществами для того, чтобы стать универсальной, и имеет ряд уникальных особенностей, открывающих широкие рыночные перспективы. Основные свойства MRAM: энергонезависимость, произвольный доступ, высокое число циклов перезаписи (более 10^{16}), радиационная стойкость, скорость чтения/записи порядка 10^8 с^{-1} , время хранения данных – более 10 лет, низкие токи переключения [1].

Незначительность эффектов деградации MTJ-перехода обеспечивает стабильность характеристик во время всего срока службы ячейки и микросхемы в целом в диапазоне рабочих температур и напряжений.

Существует три поколения магниторезистивной памяти, различающиеся организацией режима записи: переключение магнитным полем, спин-зависимый перенос, температурно-индуцированное переключение. В настоящее время активно ведутся работы по проектированию ячеек памяти MRAM третьего поколения на основе структур ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник (ФДП), которые являются наиболее перспективными для производства по технологическим нормам менее 90 нм. Такие ячейки имеют высокую плотность упаковки (размер ячейки $113 \times 75 \text{ нм}$), низкие плотности токов переключения ($10^7\text{-}10^8 \text{ А/см}^2$), которое осуществляется импульсами тока в шинах записи, возможность интеграции с планарным

КМОП технологическим процессом. Переключение ячейки импульсом тока в шине записи создает магнитное поле на MTJ переходе. Такой механизм предотвращает ошибочное переключение соседних ячеек памяти.

Моделирование магнитных и спинтронных цифровых устройств сдерживается отсутствием точных и адекватных физико-топологических моделей магнитных приборов, пригодных для использования в современных системах автоматизированного проектирования интегральных микросхем (САПР ИМС).

Целью работы является разработка новой электрической макромодели ячейки памяти на эффекте туннельного магнитосопротивления с использованием аналитической модели для описания спиновых компонент тока через туннельный переход. Используется язык смешанного поведенческого моделирования Verilog-AMS, тестирование модели проводится в интегрированной системе сквозного проектирования Cadence в программе Spectre 5.1.41.

II. СТРУКТУРА И ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ ячейки памяти MRAM

Магнитный туннельный переход является основой ячейки памяти MRAM (рис. 1). Он состоит из диэлектрического слоя оксида алюминия (AlO_x) или магния (MgO) толщиной 1-3 нм, помещенного между двумя ферромагнитными слоями. Каждый из магнитных слоев имеет свое направление намагниченности. Верхний магнитный слой является магнитомягким. Его направление намагниченности может меняться.

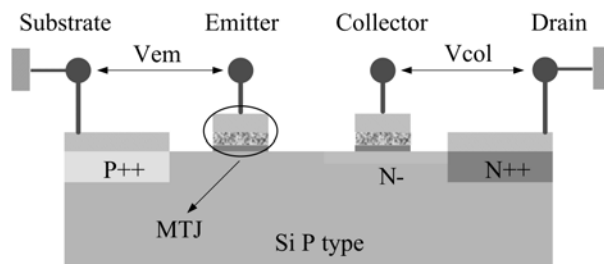


Рис. 1. Структура магнитного туннельного перехода ячейки памяти MRAM третьего поколения

Магнитный слой основания является магнитотвердым, его направление намагниченности заблокировано.

но и не изменяется. При приложении потенциала к переходу МТJ в нем возникает ток, который состоит из двух спиновых компонент. В отсутствие рассеяния по спине смешивание их не происходит.

Основным параметром магнитного туннельного перехода, который оказывает существенное влияние на возможность использования его в качестве запоминающего элемента ячейки памяти, является коэффициент туннельного магнитосопротивления (TMR).

Если векторы намагниченности ферромагнитных слоев сориентированы в одном направлении, то TMR перехода МТJ низкое. Если векторы намагниченности этих слоев антипараллельны, величина TMR перехода МТJ высокая. Величина TMR определяет содержимое ячейки как «0» или «1» при прохождении через структуру тока чтения.

Метод изменения направления намагниченности перехода МТJ является переключаемым, так как одна и та же токовая импульсная последовательность используется как для записи «0», так и для записи «1». Каждый раз состояние магнитомягкого слоя переключается в противоположное магнитное состояние.

На рис. 2 показана структура МТJ в режиме инжекции тока, т.е. чтения. Для работы в этом режиме к структуре необходимо приложить отрицательное смещение между подложкой и эмиттером, и положительное между коллектором и стоком. При этом величина тока стока определяет хранимую в ячейке информацию. Стрелками на рисунке показаны направления протекания токов. Намагниченность коллектора формируется на этапе производства или программируется перед началом эксплуатации и не изменяется в процессе работы ячейки.

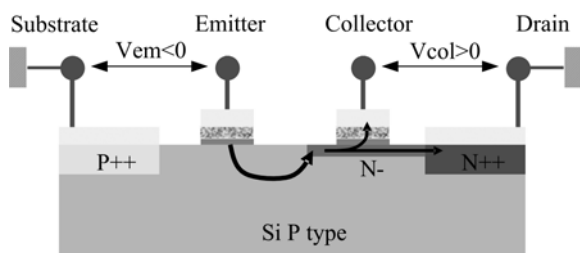


Рис. 2. Магнитный туннельный переход в режиме инжекции носителей тока

III. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Энергетическая зонная диаграмма МТJ перехода ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник при положительном смещении показана на рис. 3. При приложении напряжения к МТJ переходу через него проходит ток, который состоит из двух независимых компонент. Первая обусловлена электронами спин-

вверх, а вторая – спин-вниз. В отсутствие рассеяния смешение между ними не происходит.

Моделирование токопереноса через МТJ переход проводилось нами как с помощью уравнения Шредингера [2], так и на основе транспортного уравнения [3].

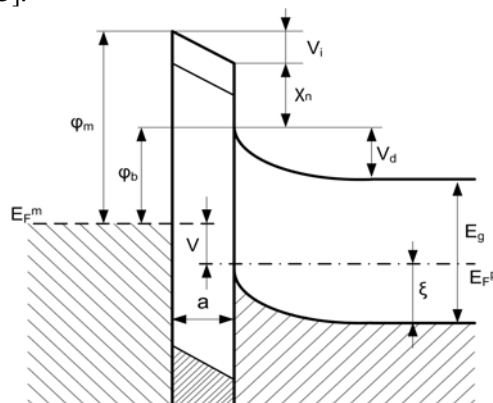


Рис. 3. Структура магнитного туннельного перехода ферромагнетик/диэлектрик/полупроводник

Зонная структура ферромагнетика аппроксимируется параболой для каждой спиновой компоненты. Разность энергий между дном двух зон отражает степень спиновой поляризации ферромагнетика и количественно описывается величиной молекулярного поля h_0 . При параллельной намагниченности ферромагнетиков структура будет обладать одним сопротивлением R_p , а при антипараллельной – другой R_{ap} . Это следует из того, что изменение направления вектора намагниченности меняет степень спиновой поляризации электронов. Разность сопротивлений структуры R_p и R_{ap} определяет величину туннельного магнитосопротивления $TMR = (R_{ap} - R_p) / R_{ap}$.

В модели учитывается влияние поперечного движения электрона, прикладываемого напряжения, эффективной массы туннелирующего электрона в барьере, высоты и толщины потенциального барьера, силы изображения и рассеяния на потенциальном рельефе. С помощью проведенных расчетов для случая ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик на примере (Fe/Al₂O₃/Fe) показано (рис. 4), что TMR с увеличением прикладываемого напряжения монотонно убывает, переходит в отрицательную область, а затем показывает затухающие осцилляции. В области внешних напряжений (0.25-0.35 В) при минимальной толщине барьера (1 нм) величина TMR положительна и стремится к своему максимальному значению. С ростом внешнего смещения TMR понижается до своего минимального значения, после чего наблюдается ряд затухающих осцилляций. С ростом толщины потенциального барьера амплитуда осцилляций TMR уменьшается, наблюдается уменьшение их периода и изменение фазы. Силы изображения увеличивают значения TMR, что говорит о высокой чувствительности к параметрам барьера.

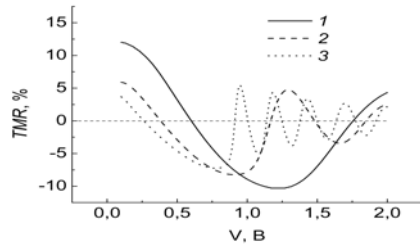


Рис. 4. Зависимость TMR ФДФ структуры от напряжения при толщинах диэлектрика: $a=1$ нм (1), $a=2$ нм (2), $a=5$ нм (3) [2]

Нами разработана модель спин-зависимого токопереноса в туннельной наноструктуре MTJ на основе транспортного уравнения без использования квазиклассического приближения. В модели форма потенциального барьера для туннелирующих электронов отличается от прямоугольной вследствие влияния силы изображения и потенциального рельефа на границах раздела. Плотности токов спиновых компонент σ через MTJ определяли с учетом поперечной составляющей энергии туннелирующего электрона с учетом эффекта Фаулера-Нордгейма [3]. Для нахождения коэффициента прохождения без использования квазиклассического приближения нами разработана модель на основе метода фазовых функций [4].

В результате проведенных численных расчетов показано, что сдвиг барьера рассеяния от эмиттера к коллектору приближает ВАХ наноструктуры к ВАХ без рассеивающего барьера. Проведенные расчеты TMR показали, что его величина для данной структуры при толщине диэлектрика 1 нм снижается с 30 до 3-5 % в ростом внешнего смещения от 0.1 до 0.5 В. Максимальный прирост TMR в рассмотренном случае наблюдается при наличии рассеивающей ямы в области коллектора.

Нами рассмотрен случай, когда туннельный матричный элемент постоянен и туннельный ток, связанный с электронами одной из поляризаций, может быть получен по следующей формуле [5]:

$$I_{\sigma} = \frac{2\pi q |M|^2}{\hbar} \int_0^{\infty} [f(E - qV) - f(E)] N_1(E - qV) N_2(E) dE \quad (1)$$

где M – туннельный матричный элемент; N_1, N_2 – плотности состояний ферромагнитных слоев.

Результирующий ток I магнитного туннельного перехода [5] для общего случая, когда один из ферромагнитных слоев намагничен под некоторым углом δ ко второму, имеет вид:

$$I = \cos^2 \frac{\delta}{2} I_p + \sin^2 \frac{\delta}{2} I_{ap}, \quad (2)$$

где I_p, I_{ap} – туннельные токи при параллельной и антипараллельной намагниченностях слоев соответственно.

TMR определяли из выражения из соотношения:

$$TMR = \frac{I_{ap} - I_p}{I_{ap}}, \quad (3)$$

Для поведенческого моделирования переключения током MTJ-структуры использовалась модель [6]. На основании этой модели плотность тока переключения имеет следующий вид:

$$J_C = J_{C0} \left[1 - \frac{kT}{0.5 M_s V H_c} \ln(\tau_m f_0) \right], \quad (4)$$

$$J_{C0} = \gamma \cdot \alpha \cdot q \cdot M_s t (H_{ex} \pm H_{ani} \pm H_d / 2) / g \mu_B, \quad (5)$$

$$g = \left[-4 + (P^{-1/2} + P^{1/2})(3 + \cos \delta) / 4 \right]^{-1}, \quad (6)$$

где H_{exi} – внешнее магнитное поле H_{ani} – поле анизотропии; H_d – поле размагничивания; τ_m – время переключения; f_0 – частота внешнего сигнала; k – постоянная Больцмана; T – температура, H_c – коэрцитивная сила; t – толщина магнитомягкого диэлектрика; V – объем магнитомягкого слоя; α – коэффициент Гилберта; γ – гиромангнитная константа; μ_B – магнетон Бора, $P=0.4$ – степень поляризации ферромагнетика.

IV. МАКРО-МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

По результатам была разработана поведенческая макро-модель MTJ-перехода на языке Verilog-AMS, пригодная для использования в современных САПР ИМС при «Spice»-достоверном уровне моделирования (рис. 5).

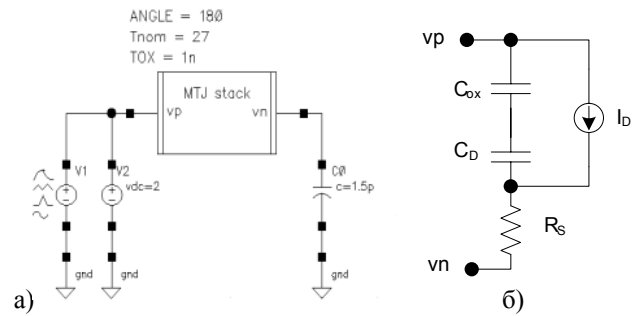


Рис. 5. (а) Макромодель и (б) эквивалентная схема MTJ-перехода на эффекте спин-зависимого туннелирования

Модель может быть использована для проектирования ячеек памяти третьего поколения на основе эффекта спин-зависимого туннелирования при полной интеграции в планарном КМОП-процессе. Тестовые расчеты (апробация) с использованием разработанной модели проводились в системе сквозного проектирования Cadence Design Environment на платфор-

ме Cadence Virtuoso при использовании программы моделирования Spectre 5.1.41.

Для проверки функционирования модели проводились анализы по постоянному току (DC) и переходных процессов (TRAN). На рисунках представлены результаты моделирования: вольт-амперные характеристики MTJ – перехода (рис. 6) и TMR (рис. 8)

При моделировании использовались следующие значения параметров: соотношение между плотностями спин-вверх и спин вниз ферромагнетика $N_1/N_2=1.2-2.2$, соотношение между волновыми векторами на уровне Ферми для состояний спин-вверх и спин-вниз $n=2.6$, угол между направлениями намагниченности ферромагнетиков $\delta=60-180^\circ$, полупроводник – кремний, $\xi=0.2-0.6$ эВ, величина барьера Шоттки $\phi_b=0.15$ эВ, температура окружающей среды $T=300-380$ К.

Полученные результаты (правая ветвь на рис. 6) удовлетворительно соответствуют экспериментальным данным. На рис. 7 показаны результаты экспериментальных измерений ВАХ MTJ тестовых структур CoFeB/MgO/n-Si.

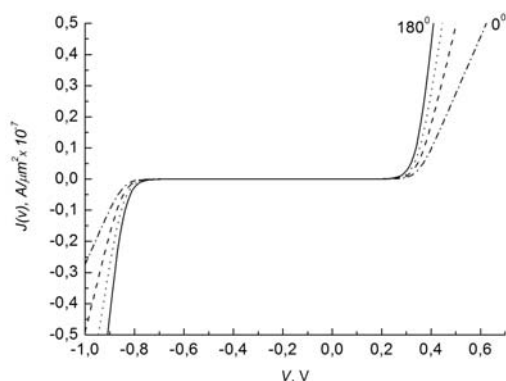


Рис. 6. Расчетная ВАХ MTJ-перехода. Случай $\delta = 0$ соответствует противоположно намагниченным слоям, $\delta = 180$ – слоям, намагниченным в одном направлении

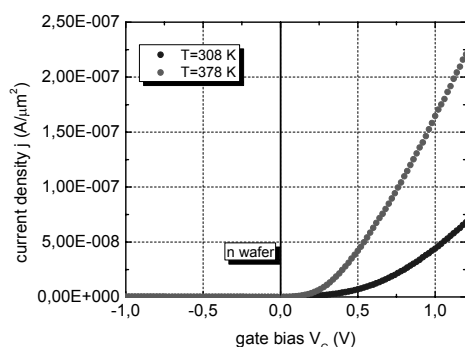


Рис. 7. Экспериментальная ВАХ MTJ-перехода CoFeB/MgO/n-Si для различных значений температуры

Расчеты TMR показали, что TMR для случая $\delta = 180$ составляет порядка 60 % при нулевом смещении и

уменьшается с его ростом. Зависимость TMR от внешнего смещения в области потенциалов 0-0.5 В для рассмотренной наноструктуры, рассчитанная с помощью (1), (2), (3) соответствует модели на основе транспортного уравнения и сглаженной зависимости, полученной нами с помощью уравнения Шредингера.

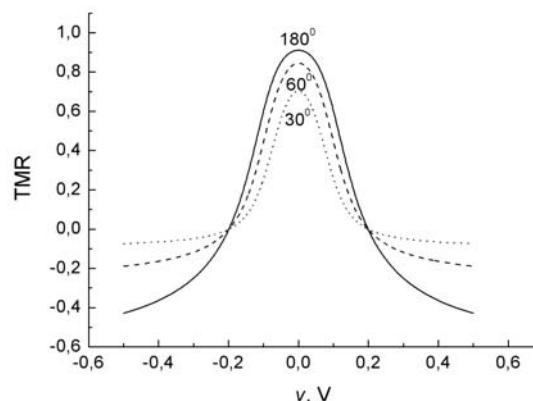


Рис. 8. TMR при различных значениях угла δ между направлениями намагниченности слоев

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана макро-модель MTJ-перехода для проектирования ячеек памяти MRAM на магнитных эффектах на основе КМОП архитектуры с использованием результатов численного моделирования и экспериментальных данных. Верификация модели проводилась в системе проектирования Cadence.

Показано, что в области внешнего смещения 0.1-0.2 В величина TMR снижается от 60 до 3-4 %, что удовлетворительно согласуется с результатами численных расчетов. Плотность токов переключения ячейки находятся в пределах (3-4) 10^7 А/см².

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Engel B.N. A 4-Mb Toggle MRAM Based on a Novel Bit and Switching Method // IEEE Transactions on Magnetics. – 2005. - V. 41. - № 1. - P. 1145-1149.
- [2] С.А. Игнатенко, А.Л. Данилюк, В.Е. Борисенко. Осцилляции туннельного магнитосопротивления в структуре ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик // ЖТФ. – 2005. - Т. 75, № 6. - С. 8-12.
- [3] К.Као, В.Хуанг. Перенос электронов в твердых телах. - М.: Мир, 1984. - Т. 1. - 350 с.
- [4] В.В. Бабинов. Метод фазовых функций в квантовой механике. - М.: Наука, 1976.
- [5] Звездин А.К., Мищенко А.С., Хвальковский А.В. Вольт-амперные характеристики спинового полуметаллического транзистора // ЖТФ. - 2003. - Т. 74. - С. 53-58.
- [6] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Mater. – 1996. - V. 159. - № 1-2. - P. L1-L7.