

PACS: 68.65.Ac, 75.47.De, 68.35.Ct

Т.А. Хачатурова, А.В. Василенко

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ СПИНОВОГО ФИЛЬТРА, ОСНОВАННОГО НА КВАНТОВОМ РАЗМЕРНОМ ЭФФЕКТЕ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 24 марта 2014 года

Предложен и теоретически обоснован новый метод увеличения спиновой поляризации туннелирующих электронов в многослойных структурах с помощью квантового размерного эффекта в ферромагнитной металлической пленке наноразмерной толщины. Математическое моделирование зарядового транспорта в проводящих гетероструктурах показало, что разброс толщин такой пленки, неизбежный в условиях промышленного производства, не окажет существенного влияния на обсуждаемый эффект. Это позволит создать новые спинтронные устройства для вычислительной техники с гораздо большей эффективностью, чем существующие.

Ключевые слова: математическое моделирование зарядового транспорта, квантовая электроника, спин-поляризованный ток, ферромагнитные пленки, размерный эффект

Запропоновано й теоретично обґрунтовано новий метод збільшення спінової поляризації тунелюючих електронів у багатошарових гетероструктурах за допомогою квантового розмірного ефекту в ферромагнітній металевій плівці нанорозмірної товщини. Математичне моделювання зарядового транспорту в гетероструктурах, що проводять, показало, що розкид товщини такої плівки, який є неминучим в умовах промислового виробництва, не впливає істотним чином на обговорюваний ефект, що дозволить створити нові спинтронні пристрої для обчислювальної техніки з набагато більшою ефективністю, ніж існуючі.

Ключові слова: математичне моделювання зарядового транспорту, квантова електроніка, спин-поляризований струм, ферромагнітні плівки, розмірний ефект

Введение

Спинтроника представляет собой новый раздел квантовой электроники, в котором базовым элементом является спин электрона, а не его заряд, как в традиционных электронных устройствах [1]. В современных вычислительных устройствах уже используются спинтронные гетероструктуры в качестве магниторезистивной оперативной памяти. В ней в отличие от общеприня-

тых типов запоминающих устройств информация хранится не в виде электрических зарядов или токов, а в магнитных элементах памяти, которые представляют собой два ферромагнитных электрода 2 и 4, разделенных сверхтонким слоем диэлектрика 3 (рис. 1,а) [2].

Основное, что препятствует широкому внедрению магниторезистивной памяти, – это недостаточно высокая степень спиновой поляризации электронов проводимости в ферромагнитных металлических слоях. Проблема в том, что у $3d$ -ферромагнетиков (железо, кобальт, никель и их сплавы), используемых в настоящее время в магниторезистивных элементах памяти, его величина даже при низких температурах достигает не более 20–30% [3]. Значительно повысить степень спиновой поляризации электронов, туннелирующих в детектор, можно с помощью эффекта спиновой фильтрации, если в магниторезистивном элементе памяти заменить обычный диэлектрик на ферромагнитный изолятор, а магнитные электроды – на обычные металлы [4].

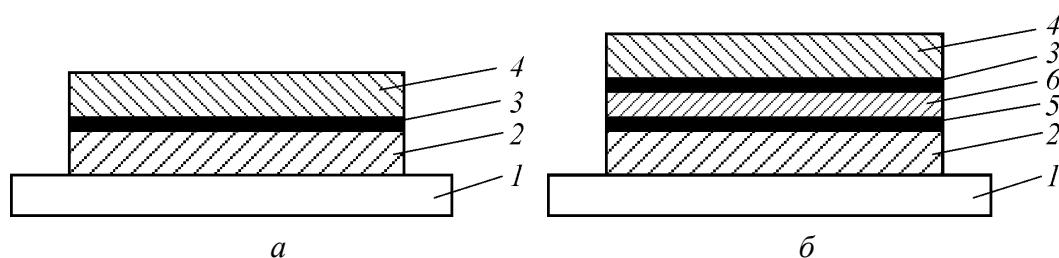


Рис. 1. Схематическое изображение стандартного (а) и предлагаемого (б) магниторезистивного элемента памяти: 1 – подложка; 2, 4 – ферромагнитные электроды; 3, 5 – две идентичные по составу и толщине диэлектрические наноразмерные пленки; 6 – наноразмерный слой того же ферромагнитного металла, что и электроды 2 и 4

Иной путь увеличения спиновой поляризации туннелирующих электронов заключается в использовании оксидных барьеров с определенной кристаллографической поляризацией. Однако, как неоднократно отмечалось в литературе, возникающий при этом сравнительно большой разброс физических параметров делает невозможной реализацию соответствующих схем высокой интеграции в промышленных условиях. В 2013 г. в работе [5] была предложена новая магниторезистивная ячейка памяти, в которой между ферромагнитным металлическим слоем-инжектором и наноразмерной пленкой диэлектрика располагается дополнительный слой органических молекул. Гибридизация электронных состояний с соответствующими молекулярными орбиталями в ферромагнетике приводит к тому, что органические молекулы играют роль спиновых фильтров. При этом степень спиновой поляризации туннелирующих в детектор электронов существенно возрастает. В частности, его величина для контакта пермаллоя со сверхтонким слоем органических молекул достигает 38% уже при комнатной температуре [6]. Недостатком подобного устройства является присутствие органических молекул внутри магниторезистивных элементов памяти, что приводит к необходимости радикального из-

менения существующей технологии изготовления схем высокой интеграции. Это, в свою очередь, вызывает значительное повышение себестоимости разработки технологических линий и производства микросхем памяти.

Описание модели

С целью сохранения существующих технологических подходов, основанных на использовании многослойных структур из неорганических материалов, в данной работе предлагается использовать для увеличения спиновой поляризации туннелирующих электронов принципиально новый спиновый фильтр, основанный на эффекте размерного квантования в дополнительной ферромагнитной пленке. Он представляет собой две сверхтонкие диэлектрические пленки 3 и 5, идентичные по составу и толщине, между которыми расположен наноразмерный слой 6 ферромагнитного 3d-металла (рис. 1,б). Благодаря квантовому размерному эффекту в наноразмерной пленке 6 толщиной l образуются отдельные энергетические уровни. Поскольку значения фермиевских волновых векторов для электронов из зон с различной спиновой ориентацией – со спином вверх (k_F^\uparrow) и вниз (k_F^\downarrow) – значительно отличаются друг от друга ($k_F^\uparrow \neq k_F^\downarrow$), соответствующие энергетические уровни различны, и вероятность прохождения электронов через ферромагнитную пленку 6 будет зависеть от направления их спинов.

Энергетические уровни внутри наноразмерной проводящей пленки возникают для тех значений волновых векторов k_F^\uparrow , при которых имеет место усиление электронных волн: $2k_F^\uparrow l \approx 2n\pi$, где n – произвольное целое число. Известно, что электронные волны полностью ослабляют друг друга, если $2k_F^\downarrow l \approx (2m+1)\pi$, где m – произвольное целое число. Путем подбора толщины l ферромагнитной пленки 6 (рис. 1,б) и ее кристаллографической ориентации можно добиться того, что для электронов с преимущественным направлением спинов будет наблюдаться конструктивная интерференция электронных волн, а для электронов с противоположным направлением спинов – деструктивная. Этот принцип лежит в основе предлагаемого нами спинового фильтра.

Вольт-амперные (I - V) характеристики слоистых гибридных структур будем рассчитывать по методике, предложенной в работе [7]. Согласно [7] транспортные свойства квантово-когерентного мезоскопического проводника при заданном напряжении смещения V полностью определяются набором вероятностей прохождения электрона со спином σ и энергией E сквозь данную структуру $D_{i,\sigma}(E,V)$. Эти вероятности являются собственными значениями матрицы перехода, представляющей собой произведение матрицы рассеяния на эрмитово-сопряженную. Индекс i отвечает разным каналам проводимости, в частности, в трехмерной планарной гетероструктуре он соответствует различным углам падения θ , которые образуют электронные импульсы с нормалью к границам раздела слоев.

Для того чтобы оценить эффективность предложенного спинового фильтра, рассчитаем дифференциальную проводимость $G(V) = dI(V)/dV$ гетероструктуры, изображенной на рис. 1,б, в которой верхний электрод 4 является немагнитным металлом. При температуре $T = 0$ получим, что [7]:

$$G(V) = \frac{e^2}{h} \sum_{i,s} \int_{S_s} \frac{d^2 k_{\parallel}}{(2\pi)^2} D_{i,s}(E = eV), \quad (1)$$

где k_{\parallel} – параллельная интерфейсам компонента волнового вектора. Заметим, что в отличие от стандартного туннельного перехода с немагнитными электродами в данном случае суммирование ведется по двум различным проекциям плоскостей постоянной энергии $S_{\sigma} (\sigma = \uparrow, \downarrow)$. Индекс i соответствует разным углам падения θ .

Рассчитаем вероятность прохождения электрона с определенным спином через спиновый фильтр, изображенный на рис. 1,б. Существует бесконечное множество путей перехода из одного электрода в другой через двухбарьерный участок с несверхпроводящей металлической прослойкой толщиной l . Простейший представляет собой прохождение через два барьера с амплитудами $t_1 = t_2 = t(\mathbf{k}) = -i \cos \theta / (Z - i \cos \theta)$, где $Z = U_0 d / (\hbar v_F)$, U_0 и d – высота и толщина барьера, v_F – фермиевская скорость. При этом набег фазы при движении заряда между барьерами $\varphi = kl \cos \theta$ [7]. Второй путь включает в себя два дополнительных отражения от барьеров с амплитудами $r_1 = r_2 = r(\mathbf{k}) = -Z / (Z - i \cos \theta)$ [7] и дополнительный набег фазы, равный 2φ ; третий вариант – четыре отражения от барьеров с набегом фазы 4φ и т.д.

Сумма всех вкладов для определенного i -го канала (индекс i опускаем) равна

$$\tilde{t} = t_1 \exp(i\varphi) t_2 (1 + r_1 \exp(2i\varphi) r_2 + r_1 \exp(2i\varphi) r_2 r_1 \exp(2i\varphi) r_2 + \dots) = \frac{t_1 \exp(i\varphi) t_2}{1 - r_1 \exp(2i\varphi) r_2}. \quad (2)$$

Тогда вероятность туннелирования сквозь предложенный нами спиновый фильтр в i -м канале

$$D = |\tilde{t}|^2 = \frac{1}{1 + \left[2 - |t_1|^2 - |t_2|^2 - 2 \operatorname{Re} \{ r_1 r_2 \exp(2i\varphi) \} \right] \left(|t_1|^2 |t_2|^2 \right)^{-1}}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1), получаем дифференциальную проводимость в одном из спиновых каналов. При достаточно малых напряжениях смещения она является константой.

Рассмотрим магниторезистивный элемент памяти с железом в качестве ферромагнитной пленки б (рис. 1,б). При комнатной температуре кристаллическая решетка железа кубическая объемноцентрированная – элементарная ячейка представляет собой куб с ребром 0.29 nm. Согласно расчетам [8] доминирующими носителями туннельного тока являются электроны d -зон, причем энергии Ферми двух зон с разными направлениями электронных

спинов в железе равны 2.25 eV для электронов со спинами преимущественного направления (спин вверх) и 0.35 eV – для электронов с противоположно ориентированными спинами (спин вниз). Это соответствует значениям фермиевских волновых векторов 7.6 nm^{-1} для спинов вверх и 3.0 nm^{-1} – для спинов вниз. Если толщина ферромагнитной прослойки b , ориентированной вдоль одного из ребер куба, равна 13 атомным слоям (т.е. составляет 3.7 nm), то для электронов с преимущественным направлением спина имеет место конструктивная интерференция $2k_F^\uparrow l \approx 2n\pi$ (где $n = 9$), а для электронов с противоположным спином – деструктивная интерференция с $2k_F^\downarrow l \approx (2m+1)\pi$ ($m = 3$).

Основная трудность практической реализации описанной гетероструктуры заключается в неоднородности ферромагнитной прослойки по толщине. Методика, предложенная в [7], позволяет учесть возможный разброс параметра l . Результаты численных расчетов влияния шероховатости прослойки b (рис. 1,б) на эффективность спиновой фильтрации, которую мы определяем как $\gamma = (G_\uparrow(V) - G_\downarrow(V)) / (G_\uparrow(V) + G_\downarrow(V))$, представлены на рис. 2. При расчете мы предположили, что исходная эффективность ферромагнитного инжектора 2 (без дополнительного фильтра) составляет 20%.

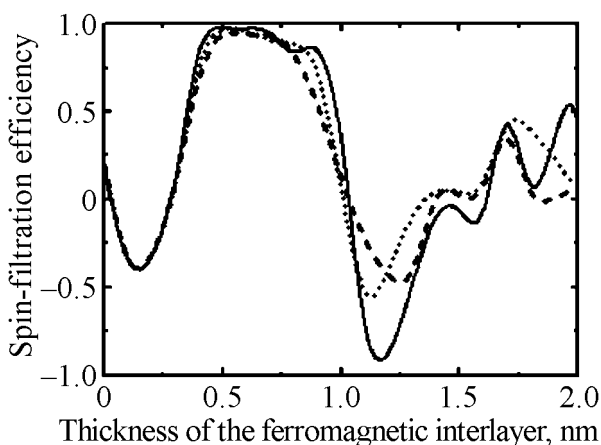


Рис. 2. Влияние разброса толщин ферромагнитной прослойки на зависимость эффективности спиновой фильтрации от средней толщины l_0 : — — $l = l_0$, \cdots — $l = (1 \pm 0.1)l_0$, - - - - $l = (1 \pm 0.2)l_0$. Основные параметры расчетов указаны в тексте

Из рис. 2 видно, что разброс толщин ферромагнитной прослойки играет незначительную роль при средних значениях $l_0 < 2 \text{ nm}$, причем даже с учетом ее шероховатости степень спиновой фильтрации может возрасти в 4–5 раз. Заметим также, что с помощью предложенного спинового фильтра можно менять даже знак спиновой поляризации.

Заключение

Таким образом, теоретически обоснован новый метод создания источника спин-поляризованных электронов с помощью квантового размерного эффекта в ферромагнитной пленке наноразмерной толщины. Математическое моделирование зарядового транспорта в многослойных структурах показало, что разброс толщин такой пленки, неизбежный при промышленном произ-

водстве, существенно не влияет на величину спиновой поляризации. Благодаря этому можно значительно расширить функциональные возможности спинтронных устройств, используемых в современной вычислительной технике.

1. *A. Fermi*, УФН **178**, 1336 (2007).
2. *J.S. Moodera, J. Mathon*, JMMM **200**, 248 (1999).
3. *J.S. Moodera, L.R. Kinder*, J. Appl. Phys. **79**, 4724 (1996).
4. *T.S. Santos, J.S. Moodera*, Phys. Rev. **B69**, 241203 (2004).
5. *S. Steil, N. Großmann, M. Laux, A. Ruffing, D. Steil, M. Wiesenmayer, S. Mathias, O.L.A. Monti, M. Cinchetti, M. Aeschlimann*, Nature Physics **9**, 242 (2013).
6. *T.S. Santos, J.S. Lee, P. Migdal, I.C. Lekshmi, B. Satpati, J.S. Moodera*, Phys. Rev. Lett. **98**, 016601-1 (2007).
7. *M. Belogolovskii*, Phys. Rev. **B67**, 100503(R)-1 (2003).
8. *A.H. Davis, J.M. MacLaren*, J. Appl. Phys. **87**, 5224 (2000).

T.A. Khachaturova, A.V. Vasilenko

MATHEMATICAL MODELING OF THE WORK OF A SPIN FILTER BASED ON THE QUANTUM SIZE EFFECT

A new method has been suggested and theoretically substantiated for enhancement of spin polarization of tunneling electrons in multi-layer structures at the rate of the quantum size effect in a ferromagnetic metal film of nanoscale thickness. Mathematical modeling of the charge transport in conducting heterostructures has demonstrated that the unavoidable thickness modulation does not substantially affect the discussed phenomenon. This fact allows creation of new spintronic devices of much higher efficiency, as compared to the existing ones.

Keywords: mathematical modeling of the charge transport, quantum electronics, spin-polarized current, ferromagnetic films, size effect

Fig. 1. The scheme of the standard (*a*) and our (*b*) magnetoresistive random access memory: 1 – substrate; 2, 4 – ferromagnetic electrodes; 3, 5 – two nanosized insulating films of the same composition and thickness; 6 – nanosized layer of the same ferromagnetic metal, as in electrodes 2 and 4

Fig. 2. Effect of the ferromagnetic interlayer thickness variation on the average thickness l_0 dependence of the spin-filtering efficiency: — — $l = l_0$, ··· — $l = (1 \pm 0.1)l_0$, - - - - $l = (1 \pm 0.2)l_0$. The main parameters of the calculation are indicated in the text