

Спиновой фильтр на квантовом точечном контакте в разбавленном магнитном полупроводнике

© С.А. Игнатенко[¶], В.Е. Борисенко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Белоруссия

(Получена 14 октября 2004 г. Принята к печати 17 декабря 2004 г.)

В рамках предложенного квантово-механического описания дырочного транспорта в баллистическом режиме проанализированы возможности использования квантового точечного контакта в разбавленном магнитном полупроводнике в качестве спинового фильтра. На примере ферромагнитного разбавленного полупроводника $Ga_xMn_{1-x}As$ установлено, что даже сглаживание формы потенциала не позволяет достичь 100%-й спиновой поляризации тока, в частности при ширине сужения 3.5 нм составляет 82%. Показано, что рабочая область такого спинового фильтра лежит в узком диапазоне размеров сужения $\sim 3.5-4.0$ нм, а при больших размерах сужения имеют место затухающие осцилляции спиновой поляризации тока. Спин-орбитальное расщепление в $Ga_xMn_{1-x}As$ является достаточным для реального функционирования квантового точечного контакта в этом материале в качестве спинового фильтра. Его увеличение не даст существенного прироста степени поляризации проходящего тока.

1. Введение

Использование спина электрона, так же как и заряда, с целью хранения, обработки и передачи информации составляет основу нового направления в современной электронике — спинтроники [1]. Одной из актуальных задач спинтроники является создание стабильного источника спин-поляризованных носителей заряда, которые могут инжектироваться в объем полупроводника. Предложено несколько подходов для ее решения — это инжекция спина из ферромагнитного металла в полупроводник через барьер Шоттки [2] или диэлектрический туннельный барьер [3]. Другой способ заключается в использовании полностью полупроводникового спинового фильтра, который может функционировать на эффекте Рашбы [4], на эффекте межзонного туннелирования в резонансно-туннельном диоде [5], на эффекте зеемановского расщепления в квантовом точечном контакте (КТК) [6].

Классический КТК содержит два электронных резервуара, соединенных между собой сверхмалым сужением [7]. Поперечное квантование позволяет распространяться через сужение только дискретному набору мод (стоячих волн), что приводит к квантованию проводимости в таком канале. В отсутствие вырождения по спину проводимость будет квантоваться в единицах e^2/h [8].

Большие перспективы для спинтроники заложены в разбавленных магнитных полупроводниках, которые обычно представляют собой двухкомпонентные соединения $A^{III}B^V$ или $A^{II}B^VI$ с небольшим количеством магнитных ионов Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} [1,9]. Примесные ионы замещают атомы полупроводника в узлах кристаллической решетки и выступают в качестве акцепторов, что приводит к образованию полупроводника с дырочным типом проводимости. Спиновая поляризация дырок возникает вследствие их взаимодействия с локализова-

ными спинами магнитных ионов. Кроме того, сильное $s(p)-d$ обменное взаимодействие приводит к непрямому обмену между магнитными ионами ($d-d$), что в целом определяет магнитные свойства соединения [9].

Наиболее перспективным разбавленным магнитным полупроводником является $Ga_xMn_{1-x}As$. Это связано с возможностью выращивания слоев на полупроводниковых подложках в производственном цикле, легкостью интеграции в существующую технологию и сравнительно высокой температурой Кюри $T_C \approx 160$ К [10]. $Ga_xMn_{1-x}As$ проявляет себя как ферромагнитный полупроводник [9,10], с которым даже в отсутствие магнитного поля существует разница между величинами энергий Ферми для спин-вверх и спин-вниз носителей. Эта разница определяется величиной спин-орбитального расщепления $\Delta_{SO} = |E_{F\uparrow} - E_{F\downarrow}|$. Для соединения $Ga_{0.976}Mn_{0.024}As$ с дырочной концентрацией $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ Δ_{SO} составляет 34 мэВ [11]. При этом, согласно теоретическим оценкам [12], степень спиновой поляризации дырок в объеме вещества $P = (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}) / (\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow}) \approx (k_{F\uparrow} - k_{F\downarrow}) / (k_{F\downarrow} + k_{F\uparrow})$ составит всего лишь $\sim 5\%$ (ρ и k_F — плотность состояний и волновой вектор на уровне Ферми).

Из вышеизложенного можно было бы предположить, что, достигнув проводимости $Ga_xMn_{1-x}As$ КТК, равной e^2/h , возможно получить 100% спин-поляризованный проходящий ток. Отсутствие каких-либо дополнительных материалов и слоев делает такую конструкцию более выигрышной по сравнению с другими [2–5] и исключает необходимость приложения внешнего магнитного поля. Однако необходима более строгая оценка эффективности спиновой поляризации в КТК в магнитном полупроводнике, учитывающая его реальную геометрию.

В данной работе, используя квантово-механическое описание транспорта носителей заряда в баллистическом режиме, проведена оценка параметров спинового

[¶] E-mail: s2ign@tut.by

фильтра на основе КТК в разбавленном магнитном полупроводнике с учетом сглаженной геометрической формы проводящего канала, проанализировано влияние ширины сужения и значения спин-орбитального расщепления в полупроводнике на степень спиновой поляризации проходящего тока.

2. Модель

Для проведения теоретических расчетов выберем КТК со сглаженной геометрической формой (рис. 1). Такой КТК обычно реализуется в конструкциях с расщепленным затвором [7], в которых два параллельно включенных барьера Шоттки, образующих расщепленный контакт, создают обеднение в находящемся под ними двумерном электронном газе. Приложение отрицательного напряжения к затвору дает возможность увеличивать обедненную область под барьерами Шоттки как в продольном, так и в поперечном направлениях — изменяется не только ширина сужения w_0 , но и толщина непроницаемых стенок КТК l_0 . Для учета этого эффекта выберем следующую аппроксимацию формы обедненной области [13]:

$$\frac{w_q(x)}{w} = \begin{cases} \frac{w_0}{(w - w_0) \cos^4(\pi x/2l) + w_0}, & |x| \leq l, \\ 1, & |x| > l, \end{cases} \quad (1)$$

где $w_1(x)$ — координата границы, w — ширина полубесконечных электродов, l — половина длины КТК (рис. 1). Предполагается, что КТК обладает зеркальной симметрией 4 порядка относительно точки $A(x = 0, y = 0)$. Применение аппроксимации (1) позволяет без дополнительного усложнения расчетов исследовать влияние экспериментально наблюдаемого эффекта распространения обедненной области [7,14].

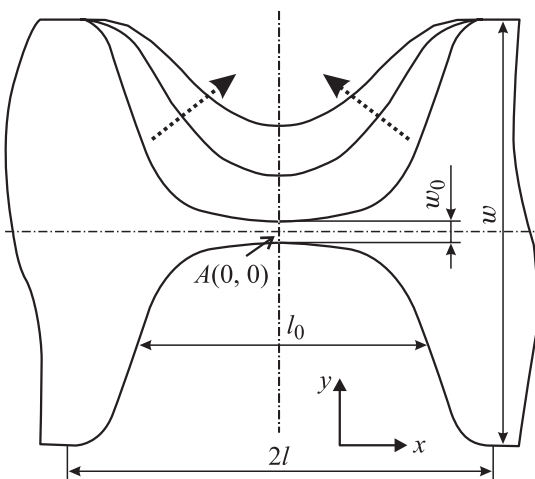


Рис. 1. Геометрия квантового точечного контакта, создаваемая в структурах с расщепленным затвором. Две оси симметрии (штрихпунктирные линии) пересекаются в точке A с координатами $x = 0$ и $y = 0$. Стрелками показано изменение геометрической формы при увеличении ширины сужения w_0 (l).

Описываемая далее процедура расчета проводимости для двух спиновых компонент тока идентична. Разница в результатах моделирования будет определяться только различными исходными данными, а именно энергией Ферми. Поэтому, чтобы не перегружать формулы, мы везде, где несущественно, опускаем спиновый индекс σ .

Предполагается когерентный, баллистический режим переноса носителей заряда в проводящем канале, проходящем через сужение. Проводимость в режиме линейного отклика рассчитывается по формуле Ландауэра–Буттикера (температура не учитывается) [8]:

$$g = \frac{e^2}{\hbar} \sum_{m,n} |t_{mn}|^2, \quad (2)$$

где t_{mn} — коэффициент прохождения волны из моды m в левом электроде в моду n в правом электроде. Она связана с функцией Грина системы $G = (E - H)^{-1}$, где E — энергия Ферми и H — гамильтониан системы [15],

$$t_{mn} = -i\hbar\sqrt{v_m v_n} \int_0^w dy_1 \int_0^w dy_2 \phi_n^*(y_1) \phi_m(y_2) G(y_1, y_2, k_F), \quad (3)$$

где v_n — подвижность моды n в электроде шириной w , k_F — волновой вектор Ферми, $\phi_n(y)$ — поперечная волновая функция в электроде:

$$\phi_n(y) = \sqrt{\frac{2}{w}} \sin\left(\frac{\pi n y}{w}\right). \quad (4)$$

Для коэффициента отражения электронных волн r_{mn} записывается выражение, подобное (3) [15].

Одноэлектронный „tight-binding“ гамильтониан для исследуемой системы имеет вид [14]

$$H = \sum_{m,n} (|m, n\rangle \varepsilon_0 \langle m, n| - u \{|m, n\rangle \langle m+1, n| + h.c.\}), \quad (5)$$

где u — прыжковый интеграл между узлами сетки, ε_0 — энергия носителя заряда в узле сетки. Вероятность нахождения носителя заряда в узле (m, n) определяется матричным элементом $\langle m, n | \Psi \rangle$, где $m = ax$, $n = ay$, a — шаг сетки, x и y — продольная и поперечная координаты соответственно. В расчетах мы берем $\varepsilon_0 = 4u$. Наряду с выбором $u = \hbar^2/2m^*a^2$ (m^* — эффективная масса носителя заряда) это предполагает, что в пределе $a \rightarrow 0$, „tight-binding“ подход дает обычное уравнение Шредингера в аппроксимации эффективной массы.

Для расчета функций Грина использовался стандартный рекурсивный метод [14], который основан на уравнении Дайсона. Коэффициенты прохождения t_{mn} и отражения r_{mn} в этом случае переписываются как

$$t_{mn} = -2iu\sqrt{\sin(k_n a) \sin(k_m a)} G_{nm}^{M+1,0}, \quad (6)$$

$$r_{mn} = -2iu\sqrt{\sin(k_n a) \sin(k_m a)} G_{nm}^{0,0} - \delta_{mn} \sqrt{\frac{\sin(k_m a)}{\sin(k_n a)}}, \quad (7)$$

где k_m и k_n — волновые вектора, доступные для продольного движения, $G_{nm}^{M+1,0}$ и $G_{nm}^{0,0}$ — полные функции

Грина структуры [14], δ_{mn} — символ Кронекера. Число мод в электродах и значения волновых векторов k_n (аналогично для k_m) определяются из дисперсионного соотношения и значения энергии Ферми (считаем, что электроды идеальные) [14]:

$$E = 4u - 2u \left(\cos k_n + \cos \frac{\pi n}{N+1} \right), \quad (8)$$

где N — число поперечных узлов. Если k_n — комплексное число, то волна распространяющаяся; если k_n — чисто мнимое, то волна затухающая.

Точность расчетов проверялась с помощью следующих критериев: 1) сумма коэффициента прохождения (6) и коэффициента отражения (7) должна быть равна числу распространяющихся мод; 2) коэффициент прохождения через прямую секцию-волновод без какого-либо ограничивающего потенциала должен быть равен единице.

Степень спиновой поляризации проходящего тока P оценивали как [12]

$$P = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}} = \frac{g_{\uparrow} - g_{\downarrow}}{g_{\uparrow} + g_{\downarrow}}, \quad (9)$$

где $J_{\uparrow}(J_{\downarrow})$ — ток, создаваемый носителями заряда, поляризованными спин-вверх (спин-вниз), соответствующие ему проводимости канала $g_{\uparrow}(g_{\downarrow})$, рассчитанные из (2).

3. Результаты расчетов

В качестве объекта численного моделирования выбран КТК со сглаженной геометрической формой в $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$. Его параметры приведены в таблице. Одним из аспектов исследования является установление зависимости проводимости (2) от ширины сужения w_0 с учетом спина. Однако следует иметь в виду, что изменение только одного параметра w_0 в (1) приводит к изменению всей формы КТК, что показано на рис. 1 двумя стрелками. Диапазон варьирования w_0 выбран от минимального значения, которое определяется шагом сетки пространственной дискретизации a , до $0.5w$ (см. таблицу). Ширина электродов w бралась с таким расчетом, чтобы в них распространялось приблизительно 10 мод. С учетом этого количество узлов сетки дискретизации

Параметры, используемые для моделирования $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ КТК

Параметры	Значение
Ширина КТК, w	30 нм
Длина КТК, $2l$	30 нм
Ширина сужения, w_0	0.5–15 нм
Количество узлов сетки пространственной дискретизации	240 × 240
Уровень Ферми, E	150 [11] мэВ
Спин-орбитальное расщепление, Δ_{SO}	34 [11] мэВ
Эффективная масса дырки, m^*	0.15 m_e [16]

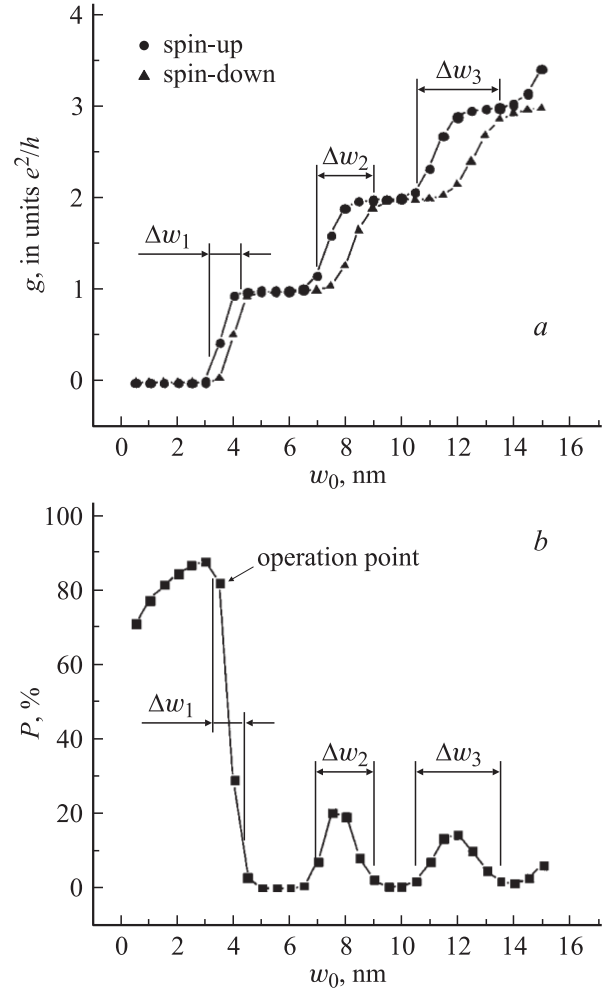


Рис. 2. Влияние ширины сужения w_0 в квантовом точечном контакте на проводимость для двух спиновых компонент (а) и на степень спиновой поляризации проходящего тока (б). Рабочая точка соответствует наиболее эффективному режиму работы квантового точечного контакта в качестве спинового фильтра.

должно быть не менее 100×100 . В противном случае возникают большие погрешности расчета, связанные с преобразованием (1) из непрерывной, аналитической формы в дискретную.

Выбор энергии Ферми и спин-орбитального расщепления определяет значения энергии Ферми для спин-вверх и спин-вниз носителей: $E_{\uparrow} = E + \Delta_{SO}/2$, $E_{\downarrow} = E - \Delta_{SO}/2$. Проведя расчет проводимостей (2) для двух компонент, по формуле (9) определяли степень спиновой поляризации.

На рис. 2, а показана зависимость проводимости $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ КТК от ширины сужения. Кривая с кружками рассчитана для дырок, поляризованных спин-вверх, а кривая с треугольниками для дырок, поляризованных спин-вниз. Ступенчатое поведение характеристики является типичным для КТК и наблюдалось экспериментально [7] и теоретически [13]. Каждой ступень-

ке проводимости соответствует определенное, целое число распространяющихся мод, которые поперечно „укладываются“ в сужении шириной w_0 . При малом значении w_0 (менее 2.5 нм, рис. 2, *a*) ни одна мода не может пройти из одного электрода в другой. Суммарный коэффициент прохождения [см. (2)] при этом имеет очень малую величину: от 10^{-22} при $w_0 = 0.5$ нм до 10^{-4} при $w_0 = 2.5$ нм. При увеличении w_0 до 4–5 нм в сужении уже может „укладываться“ одна поперечная мода, и на характеристике рис. 2, *a* появляется ступенька $g = e^2/h$. Аналогичные условия возникают для остальных ступенек зависимости проводимости g от ширины сужения w_0 [14].

Из рис. 2, *a* видно, что характеристики для двух спиновых каналов отличаются. Это выражается в смещении кривой для спин-вниз дырок вправо по оси w_0 , что объясняется наличием разницы в энергии Ферми спин-вверх и спин-вниз носителей заряда Δ_{SO} . Дырки, поляризованные спин-вверх, имеют большее значение энергии, что соответствует большему количеству мод, „укладывающихся“ в поперечном направлении. Прохождение одной моды в сужении КТК возможно при меньшем значении w_0 .

Обозначим разницу ширины сужений, когда один спиновый канал открыт, а второй закрыт как Δw (рис. 2, *a*). С увеличением ширины сужения w_0 увеличивается разность Δw : $\Delta w_1 < \Delta w_2 < \Delta w_3$. Если выбрать конструкцию КТК с шириной сужения, которая попадает в один из диапазонов Δw , то в общей проводимости будет преобладать одна из спиновых компонент. В данном случае это компонента спин-вверх: $g_{\uparrow} > g_{\downarrow}$.

На рис. 2, *b* показана зависимость степени спиновой поляризации P от ширины сужения КТК. Для сравнительного анализа из рис. 2, *a* перенесен диапазон изменения ширины сужения Δw . При ширине сужения $w_0 = 3.5$ нм степень спиновой поляризации проходящего тока достигает 82%. При больших значениях w_0 сначала происходит резкий спад P до нуля, а затем на характеристике наблюдаются всплески P . С увеличением w_0 амплитуда всплесков уменьшается. Такое поведение связано с увеличением проводимости КТК по абсолютной величине, притом, что относительное изменение g двух спиновых компонент между собой составляет не более e^2/h . При больших значениях w_0 (на рис. 2, *b* не показано) осцилляции быстро затухают и поляризация приближается к усредненному значению $P = 5\%$, что соответствует предсказаниям теории [12].

Максимальное значение спиновой поляризации достигается в момент, когда один из спиновых каналов открыт, а второй полностью закрыт. При практической реализации $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ КТК в качестве спинового фильтра рабочая область будет находиться в диапазоне Δw_1 . Несмотря на то что при $w_0 < 3$ нм значения P достаточно велики, использование устройства будет затруднительно. Это связано с крайне малыми значениями проводимости, т.е. проходящего тока (см. выше). Здесь следует отметить, что рабочую точку спинового

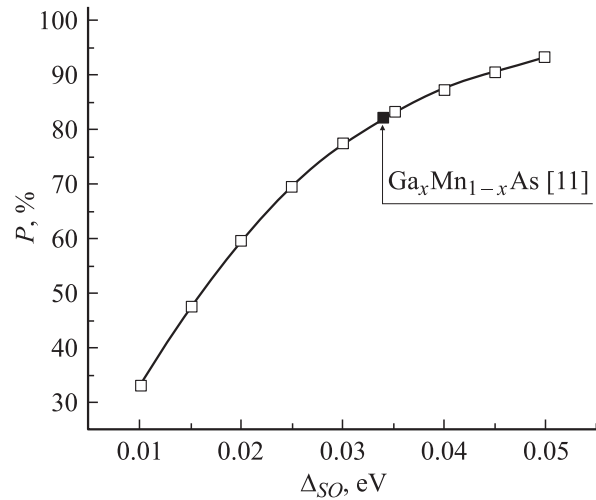


Рис. 3. Зависимость степени спиновой поляризации тока, проходящего через квантовый точечный контакт в магнитном полупроводнике, от величины спин-орбитального расщепления.

фильтра необходимо тщательно выбирать в связи с сильной зависимостью P от w_0 . В конструкциях КТК с расщепленным затвором плавное варьирование ширины сужения достигается соответствующим изменением отрицательного напряжения на затворе [7,14]. Кроме отмеченной рабочей области Δw_1 возможно использование также и других областей $\Delta w_2, \Delta w_3$. Однако степень спиновой поляризации здесь будет в 4–5 раз меньше по сравнению с Δw_1 .

Моделирование проведено для случая, когда энергия Ферми дырок поляризованных спин-вверх больше по сравнению с носителями спин-вниз $E_{\uparrow} > E_{\downarrow}$. КТК функционирует в этом случае как фильтр, который пропускает сквозь себя спин-вверх и задерживает спин-вниз поляризованные дырки (рис. 2, *a, b*). Для изменения спиновой ориентации проходящего тока необходимо изменить направление вектора намагниченности $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ на противоположное. Это может быть достигнуто путем перемагничивания вещества во внешнем магнитном поле. Энергия Ферми E_{\downarrow} станет больше, чем E_{\uparrow} , но разница между уровнями останется прежней — Δ_{SO} . Таким образом, при переключении направления внешнего магнитного поля КТК может служить источником носителей заряда, поляризованных или спин-вверх или спин-вниз.

Влияние величины спин-орбитального расщепления Δ_{SO} в магнитном полупроводнике на степень спиновой поляризации иллюстрирует рис. 3. Диапазон изменения Δ_{SO} выбран от 0.01 до 0.05 эВ, а ширина сужения w_0 зафиксирована на отметке 3.5 нм, что соответствует наиболее оптимальному режиму работы спинового фильтра (рис. 2, *b*). С увеличением Δ_{SO} степень спиновой поляризации нелинейно растет. Наибольшее увеличение наблюдается на начальном участке кривой, затем рост замедляется, что говорит о приближении к участку

насыщения $P = 100\%$. Очевидно, что экспериментальное значение $\Delta_{SO} = 0.034$ эВ для $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ [11] в принципе является достаточным, и попытки дальнейшего увеличения Δ_{SO} не дадут значительного прироста поляризации P в спиновом фильтре на КТК.

Основным сдерживающим фактором на пути практического использования КТК в $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ в качестве спиновых фильтров, на сегодняшний день, остается невысокая температура Кюри $T_C \approx 160$ К [10], которая, однако, не создает никаких препятствий для реализации спинтронных приборов, работающих при температуре жидкого азота.

4. Заключение

Предложенная квантово-механическая двумерная модель баллистического транспорта носителей заряда в КТК на основе формализма функций Грина позволяет учитывать не только спин носителей заряда, но и особенности геометрической формы самого контакта.

Оценена эффективность КТК на основе разбавленных магнитных полупроводников в качестве спинового фильтра. В частности, для $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ установлено, что при ширине сужения 3.5 нм степень спиновой поляризации проходящего тока будет составлять 82%. Это значение меньше заявленной полной (100%) спиновой поляризации в работе [6] и объясняется плавной, без резких ступенек зависимостью проводимости КТК от ширины сужения. Отметим, что теоретические предсказания [6] базируются на простых, аналитических выражениях, в то время как нами решена строгая квантово-механическая задача. Таким образом, экспериментально получить полностью (100%) спин-поляризованный ток в классической конструкции КТК достаточно сложно. Одним из выходов из этой ситуации может быть увеличение длины сужения (l_0 на рис. 1), однако тогда появятся нежелательные осцилляции проводимости [17].

Показано, что зависимость поляризации проходящего тока от ширины сужения носит сложный, нелинейный характер. Значения поляризации достигают максимальных значений при малых ширинах, а затем, по мере увеличения ширины, характеристика показывает затухающие осцилляции. Максимальные значения, т.е. рабочая область спинового фильтра, находятся в узком диапазоне ширин сужения КТК (~ 3.5 – 4.0 нм). Следовательно, при экспериментальной реализации необходимо с особым вниманием следить за этим параметром.

Установлено, что достигнутая в настоящее время величина спин-орбитального расщепления $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$ $\Delta_{SO} = 0.034$ эВ [11] является достаточно высокой для изготовления спинового фильтра на КТК, и дальнейшее увеличение этой величины не даст существенного прироста степени поляризации проходящего тока.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь (грант Ф04М-039).

Авторы выражают свою признательность А.И. Рогачеву за советы и критические замечания, высказанные им при обсуждении разработанной модели.

Список литературы

- [1] V.E. Borisenko, S. Ossicini. *What is What in the Nanoworld* (Wiley-VCH, Weinheim, 2004).
- [2] H.J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassemeir, H.-P. Schonherr, K.H. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 016 601 (2001); A.T. Hanbicki, B.T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, A. Petrou. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1240 (2002).
- [3] P.R. Hammar, M. Johnson. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2591 (2001).
- [4] T. Koga, J. Nitta, H. Takayanagi, S. Datta. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 126 601 (2002).
- [5] M. Kohda, Y. Ohno, K. Takamura, F. Matsukura, H. Ohno. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, L1274 (2001); E. Johnston-Halperin, D. Lofgreen, R.K. Kawakami, D.K. Young, L. Coldren, A.C. Gossard. *Phys. Rev. B*, **65**, 041 306 (2002).
- [6] M.J. Gilbert, J.P. Bird. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1050 (2000).
- [7] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848 (1988); D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *J. Phys. C*, **21**, L209 (1988).
- [8] R. Landauer. *IBM J. Res. Develop.*, **1**, 223 (1957); M. Buttiker. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1761 (1986).
- [9] P. Kacman. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, R25 (2001).
- [10] K.W. Edmonds, P. Boguslawski, K.Y. Wang, R.P. Campion, N.R.S. Farley, B. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M.B. Nardelli, J. Bernholc. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 037 201 (2004).
- [11] J. Szczytko, W. Mac, A. Twardowski, F. Matsukura, H. Ohno. *Phys. Rev. B*, **59**, 12 935 (1999); C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, X. Liu, T.J. Wojtowicz, J.K. Furdyna, Z.G. Yu, M.E. Flatté. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 216 602 (2003).
- [12] M. Julliere. *Phys. Lett.*, **54A**, 225 (1975).
- [13] E. Castano, G. Kirczenow. *Phys. Rev. B*, **45**, 1514 (1992).
- [14] D.K. Ferry, S.M. Goodnick. *Transport in nanostructures* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997).
- [15] A.D. Stone, A. Szafer. *IBM J. Res. Develop.*, **32**, 384 (1988); R.A. Jalabert, H.U. Baranger, A.D. Stone. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2442 (1990).
- [16] П. Ю. М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (М., Физматлит, 2002). [Пер. с англ.: P.Y. Yu, M. Gardona (Springer, 2002)].
- [17] С.А. Игнатенко. *Изв. Белорус. инж. акад.*, № 2(18)/2, 63 (2004).

Редактор Л.В. Беляков

A spin filter on the quantum point contact in diluted magnetic semiconductors

S.A. Ignatenko, V.E. Borisenko

Belorussian State University on Informatics and Radioelectronics,
220013 Minsk, Republik Belarus