

# Спин-поляризованные токи в туннельном контакте нормального проводника и двумерного топологического изолятора

© А.А. Суханов<sup>†</sup>, В.А. Сабликов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, 141190 Фрязино, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Изучена спиновая фильтрация электронов при туннелировании из краевых состояний двумерного топологического изолятора в нормальный проводник при наличии магнитного поля (внешнего или наведенного благодаря близости с магнитным изолятором). Расчеты проведены для контакта конечной длины между топологическим изолятором и электронной многомодовой квантовой полоской. Показано, что поток туннелирующих электронов расщепляется в полоске, так что в левой и правой ее ветвях возникают спин-поляризованные токи, которые могут эффективно управляться с помощью напряжения на контакте и уровня химического потенциала в системе. Наличие магнитного поля, вызывающего спиновое расщепление электронного спектра в полоске, приводит к эффекту переключения спинового тока между ее ветвями.

## 1. Введение

Топологические изоляторы (ТИ) [1,2] вызывают большой интерес в связи с нетривиальной физикой электронных явлений в поверхностных и краевых состояниях и перспективами приложений в области спинтроники и квантовых вычислений.

Отличительной особенностью ТИ является существование на их поверхностях или границах раздела с обычными изоляторами поверхностных, в случае трехмерных ТИ, или краевых, в случае двумерных (2D) ТИ, электронных состояний с бесщелевым спектром и геликоидальной структурой, в которой спин электронов однозначно связан с их импульсом. Благодаря этим свойствам электроны не чувствительны к рассеянию, не нарушающему симметрию обращения времени.

Топологически защищенные краевые состояния (КС) в 2D ТИ обнаруживаются во многих экспериментах: по электронному транспорту в гетероструктурах HgTe/HgCdTe [3,4], путем прямой визуализации КС с помощью локальных измерений магнитных полей СКВИД-микроскопом [5] и локальных измерений высокочастотного поглощения [6]. Подтверждение того, что транспорт по КС осуществляется спин-поляризованными электронами, получено из измерений обратного спинового эффекта Холла [7].

Электроны в КС в 2D ТИ образуют одномерную (1D) систему, в которой электроны с противоположными спинами перемещаются навстречу друг другу и таким образом создают равновесный спиновый ток. В связи с этим возникает идея генерации спиновых токов в немагнитных проводниках, находящихся в туннельном контакте с 2D ТИ [8]. Действительно, если при туннелировании из КС электроны сохраняют свой спин и направление движения, то в результате туннелирования в нормальный проводник электроны с противоположными спинами попадут в состояния с разнонаправленными импульсами. Таким образом, в нормальном проводнике

возникнет спиновый ток, даже если туннельный барьер немагнитный, а внешнее магнитное поле отсутствует.

Существенно, что краевые состояния в 2D ТИ являются одномерными (1D) и, следовательно, электрон-электронное взаимодействие играет важную роль в их туннелировании. Одномерные электроны в этих состояниях можно рассматривать как геликоидальную жидкость Латтинджера [9]. В наиболее близких к данной статье теоретических работах [10,11] было изучено туннелирование из 1D латтинджерова провода в нормальный 2D электронный газ [10] и туннелирование между 1D геликоидальными состояниями [11] с учетом электрон-электронного взаимодействия.

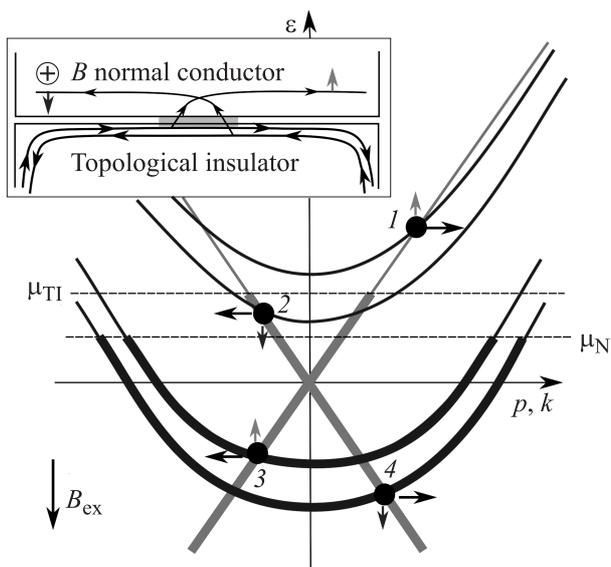
В [8] было показано, что туннелирование электронов из геликоидальных КС 2D ТИ в полоску нормального электронного газа может служить эффективным механизмом генерации спинового тока в нормальном проводнике.

В данной работе спиновая фильтрация электронов изучена в более общем случае, когда спектр электронов в полоске расщеплен по спину из-за обменного взаимодействия с пленкой магнитного изолятора. Показано, что зеемановское расщепление спектра электронов в квантовой полоске приводит к перераспределению токов между ее ветвями, зависящему от взаимной ориентации спинов электронов в КС и обменного поля.

## 2. Модель

Для изучения зарядовых и спиновых токов, создаваемых в полоске нормального проводника в результате туннелирования электронов из 2D ТИ, рассмотрим модельную планарную структуру (см. вставку на рис. 1), в которой ТИ занимает полуплоскость  $y < 0$ . На границе  $y = 0$  ТИ связан через туннельный барьер длины  $L$  с 2D полоской нормального электронного газа ширины  $W$ . Будем считать, что полоска контактирует по всей ширине с расположенной под ней пленкой магнитного изолятора. Между ТИ и полоской прикладывается напряжение  $V$ ,

<sup>†</sup> E-mail: AASukhanov@yandex.ru



**Рис. 1.** Энергетический спектр краевых состояний (прямые линии) в ТИ и электронов в полоске (параболы). Занятые состояния изображены толстыми линиями.  $B_{ex}$  — обменное магнитное поле. Стрелки указывают направление спинов и скоростей в нормальном электронном газе. На вставке — схематическая структура туннельного контакта. Стрелки изображают электронные потоки с разными спинами.

так что химический потенциал краевых состояний оказывается выше, чем химический потенциал в полоске:  $\mu_{TI} = \mu_N + eV$ .

Электроны краевых состояний имеют бесщелевой линейный спектр, их спин однозначно связан с импульсом  $p$ : спин электронов, движущихся вправо, направлен вверх, а спин электронов, движущихся влево, — вниз (рис. 1). В полоске спектр электронов квантуется в поперечном направлении. Кроме того, из-за обменного взаимодействия электронов полоски с магнитным изолятором подзоны расщеплены по спину на энергию  $\pm\Delta$ . В каждой подзоне спектр квадратичен по импульсу  $k$ .

Качественно туннельный процесс можно описать следующим образом. Для начала пренебрежем рассеянием на контакте. Условия тунnelирования заключаются в сохранении энергии электронов, их продольного импульса и спина. Если энергия электронов больше энергии точки Дирака спектра КС, то электроны со спином вверх, движущиеся в ТИ направо, попадают и в полоске в состояния, движущиеся направо. Напротив, движущиеся налево электроны со спином вниз переходят соответственно в левобегущие состояния. Пока спиновое расщепление подзон отсутствует, условия тунnelирования для право- и левобегущих электронов выполняются при одной энергии, и туннельный ток разделяется в полоске на два противоположно направленных, но равных по величине потока электронов с противоположными спинами, и в полоске возникает единый спиновый ток [8].

Если энергия тунnelирующих электронов меньше энергии точки Дирака, то праводвижущиеся электро-

ны КС тунnelируют в движущиеся налево состояния полоски, и наоборот, электроны, движущиеся налево в ТИ, попадают в праводвижущиеся состояния полоски. Соответственно в этом случае спиновый ток в полоске приобретает противоположное направление.

Таким образом, смещение химических потенциалов в ТИ и в нормальном электронном газе,  $\mu_{TI}$  и  $\mu_N$ , через точку Дирака приводит к изменению знака спинового тока.

При наличии спинового расщепления спектра полоски условия тунnelирования для право- и левобегущих электронов выполняются при различных энергиях и симметрия токов, генерируемых в ветвях полоски, нарушается, причем может нарушиться настолько, что ток возникнет лишь в одной из ветвей полоски.

В реальной ситуации существуют и другие факторы, сильно влияющие на спиновую поляризацию. Это рассеяние электронов на контакте конечных размеров, из-за которого некоторые электроны могут изменить направление своей скорости [10,11], и электрон-электронное взаимодействие, вследствие которого существенно изменяются спектральная функция электронов в 1D краевых состояниях и спектр коллективных возбуждений [12,13].

Электроны в КС будем рассматривать как геликоидальную жидкость Латтинджера, для описания которой используем метод бозонизации [12,13]. Электроны в полоске будем считать невзаимодействующими. Тунnelирование учтем в рамках модели туннельного гамилтониана, который будем рассматривать как возмущение [14].

### 3. Формализм

Гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_{ES} + H_N + H_T, \tag{1}$$

где

$$H_{ES} = \frac{v_F}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[ \Pi^2(x) + \frac{1}{g^2} \left( \frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)^2 \right], \tag{2}$$

$$H_N = \sum_{k,n,s=\pm 1} \left( \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_c + \varepsilon_n + s\Delta \right) a_{k,n}^\dagger a_{k,n}, \tag{3}$$

$$H_T = \sum_{p,k,n} T_N(p, k) a_{k,n}^\dagger c_p^\dagger + H.c. \tag{4}$$

Здесь  $H_{ES}$  — бозонизованный гамильтониан КС, рассматриваемых как бесспиновая жидкость Латтинджера [8];  $H_N$  — гамильтониан невзаимодействующих электронов в полоске, в котором учтено размерное квантование и зеемановское расщепление спектра;  $H_T$  — туннельный гамильтониан;  $\Pi(x)$  и  $\theta(x)$  — сопряженные бозонные фазы;  $g$  — параметр взаимодействия;  $v_F$  — скорость электронов КС;  $\Delta = \mu_B B_{ex}$  — энергия обменного расщепления подзон;  $B_{ex}$  — обменное ферромагнитное поле;  $a_{k,n}^\dagger$  и  $c_p^\dagger$  — операторы рождения фермионов

в полоске и в КС, а  $T_N(p, k)$  — туннельный матричный элемент, который был выведен с учетом конечной длины контакта  $L$  и квантования в полоске в работах [10,8] и имеет вид

$$|T_N(p, k)|^2 \approx T^2 \frac{\pi^2 n^2 L^2}{l_N l_{ES} W^3} \left( \frac{\sin[(p-k)L/2]}{(p-k)L/2} \right)^2, \quad (5)$$

где  $l_N$  и  $l_{ES}$  — нормировочные длины для состояний полоски и КС.

Оператор рождения  $c_p^\dagger$  выражается через хиральные поля право- и левобегущих фермионов ( $r = \pm 1$ ):

$$\psi_{ES}^\dagger = \sum_r \psi_{ES,r}^\dagger,$$

$$\psi_{ES}^\dagger = \sqrt{\frac{\omega_c}{2\pi v}} \exp \left\{ i r p_F(x) + i \sqrt{\pi} \left[ r \theta(x) + \int_{-\infty}^x dx' \Pi(x') \right] \right\}, \quad (6)$$

где  $v = v_F/g$ ,  $\omega_c$  — энергия обрезания.

Электронные и спиновые токи в ветвях полоски  $J^l$  и  $J_s^l$  и туннельный ток  $J$  выражаются через матрицу  $I^{r,l}$  туннельных потоков электронов из геликоидальных КС ( $r = \pm 1$ ) в право- и левобегущие состояния полоски ( $l = \pm 1$ ).

В соответствии с [14,10] имеем

$$J^l = -e \sum_{r=\pm 1} I^{r,l}, \quad J_s^l = \frac{\hbar}{2} \sum_{r=\pm 1} r I^{r,l},$$

$$J = -e \sum_{l=\pm 1} \sum_{r=\pm 1} I^{r,l}, \quad P^l = \frac{2eJ_s^l}{\hbar J^l}, \quad (7)$$

$$I^{r,l} = \frac{l}{\hbar} \sum_{k>0} \sum_{p,n} |T_n(p, k)|^2 \int \frac{d\varepsilon}{2\pi} A_n(k, \Delta, \varepsilon + eV) A_{ES}^r(p, \varepsilon) \times [f(\varepsilon) - f(\varepsilon + eV)], \quad (8)$$

где  $f(\varepsilon)$  — функция Ферми, а  $A_n$  и  $A_{ES}^r$  — спектральные функции электронов в полоске и в КС (см [10]),

$$A_{n,s}(k, \varepsilon) = 2\pi\delta \left( \varepsilon - E_c - \varepsilon_{nc} - s\Delta - \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \mu_{TI} \right),$$

$$A_{ES}^r(p, \varepsilon) = \frac{\hbar\omega_c}{4\pi} \times \left[ K_\alpha \left( \frac{\varepsilon - r\hbar v(p - r p_F)}{2} \right) K_{\alpha+1} \left( \frac{\varepsilon + r\hbar v(p - r p_F)}{2} \right) + K_\alpha \left( \frac{-\varepsilon + r\hbar v(p - r p_F)}{2} \right) K_{\alpha+1} \left( \frac{-\varepsilon - r\hbar v(p - r p_F)}{2} \right) \right],$$

$$K_\alpha(\varepsilon) = \frac{e^{\varepsilon/2T}}{\hbar\omega_c \Gamma(\alpha)} \left( \frac{\hbar\omega_c}{2\pi T} \right)^{1-\alpha} \left| \Gamma \left( \frac{\alpha}{2} + \frac{i\varepsilon}{2\pi T} \right) \right|^2,$$

где  $\alpha = (g + 1/g - 2)/4$ ,  $\Gamma(\alpha)$  —  $\Gamma$ -функция,  $T$  — температура.

## 4. Результаты

Используя численное интегрирование в выражении (8), мы изучили зависимости электрических и спиновых токов в правой и левой ветвях полоски ( $J^\pm$  и  $J_s^\pm$ ) от напряжения на туннельном контакте  $V$ , химического потенциала  $\mu \equiv \mu_{TI}$ , величины обменного расщепления подзон  $\Delta$ , длины контакта и ширины полоски и от параметра взаимодействия электронов в краевых состояниях  $g$ .

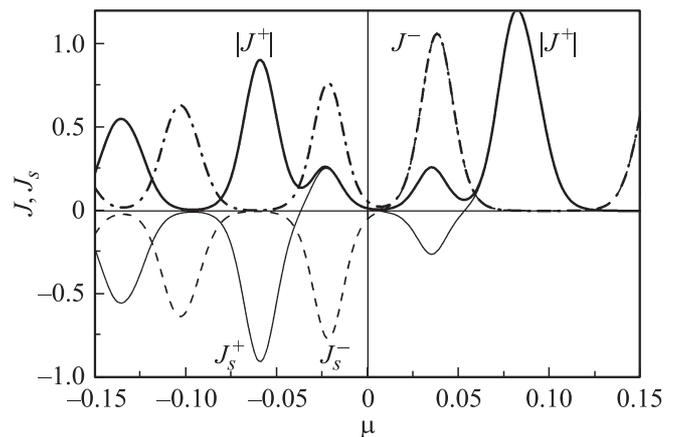
Далее использованы безразмерные величины токов, спиновых токов, энергии, напряжения и длины, нормированные соответственно на

$$J^0 = 2em^3 v_F^2 T^2 l_N / \pi \hbar^5,$$

$$J_s^0 = J^0 \hbar / e, \quad \varepsilon^0 = 2mv_F^2,$$

$$V^0 = \varepsilon^0 / e, \quad l^0 = 2mv_F / \hbar. \quad (9)$$

На рис. 2 приведены зависимости токов  $J^\pm$  и  $J_s^\pm$  от химического потенциала для полоски шириной  $W = 75$ . Представленные графики демонстрируют следующие особенности туннелирования из КС в спин-поляризованную полоску. Во-первых, при изменении  $\mu$  пики электрического тока появляются попеременно то в правой, то в левой ветви полоски, однако такое чередование нарушается при изменении знака  $\mu$  относительно дираковской точки. Во-вторых, при больших по величине положительных и отрицательных значениях  $\mu$  спиновая поляризация тока в каждой из ветвей полоски практически равна соответственно  $+1$  и  $-1$ , но при малых  $|\mu|$  существует конечная переходная область изменения поляризации, ширина которой возрастает с уменьшением длины туннельного контакта  $L$ .



**Рис. 2.** Зависимости зарядовых и спиновых токов в ветвях полоски от химического потенциала  $\mu$ . Жирная линия  $J^+$  и тонкая сплошная линия  $J_s^+$  — ток и спиновый ток в правой ветви полоски; штрихпунктирная и штриховая линии,  $J^-$  и  $J_s^-$  — ток и спиновый ток в левой ветви. Ток, спиновый ток и напряжение нормированы в соответствии с уравнением (9). Расчет проведен для  $W = 50$ ,  $E_c = -0.6$ ,  $\Delta = 0.02$ ,  $V = 0.01$ ,  $T = 0.005$ ,  $g = 0.9$ ,  $L = 60$ .

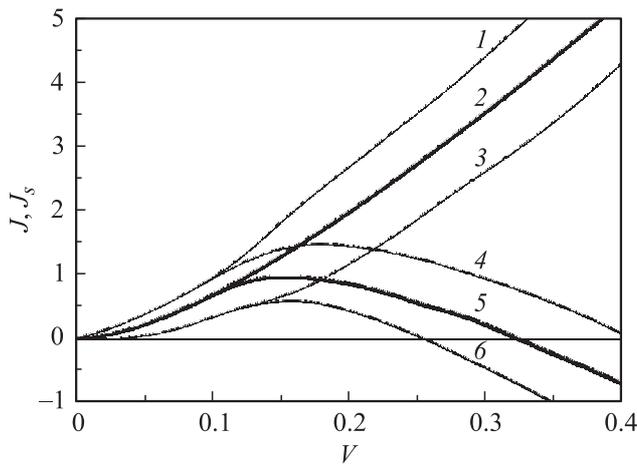
При уменьшении обменного расщепления подзон  $\Delta$  пики токов в правой и левой ветвях полоски сближаются и затем сливаются.

Эти особенности наглядно объясняются с помощью рис. 1. Так как спектр электронов в полоске расщеплен по спину, условия туннелирования для право- и левобегущих электронов краевых состояний выполняются при различных энергиях  $\varepsilon$ , соответствующих точкам 1 и 2 для положительных энергий (энергий, больших энергии точки Дирака) и точкам 3 и 4 для отрицательных энергий. Если  $eV \ll (\Delta, \Delta\varepsilon_n)$ , где  $\Delta\varepsilon_n$  — разность энергий ближайших размерно-квантованных подзон, то в интервал энергий  $\varepsilon$ , в котором возможно туннелирование ( $\mu > \varepsilon > \mu - eV$ ), может попасть только одна из этих точек. При увеличении  $\mu$  в этот интервал последовательно попадают точки 4–1 и в полоске, в соответствии с графиками рис. 2, должны генерироваться электрические и спиновые токи сначала в правой ветви  $J_S^+ \approx -|J^+| < 0$  (точка 4), затем один за другим возникнут два пика токов в левой ветви полоски:  $J_S^- \approx -J^- < 0$  (точка 3,  $\mu < 0$ ) и  $J_S^- \approx -J_S^- > 0$  (точка 2,  $\mu > 0$ ) и, наконец, пик  $J_S^+ \approx |J^+|$ .

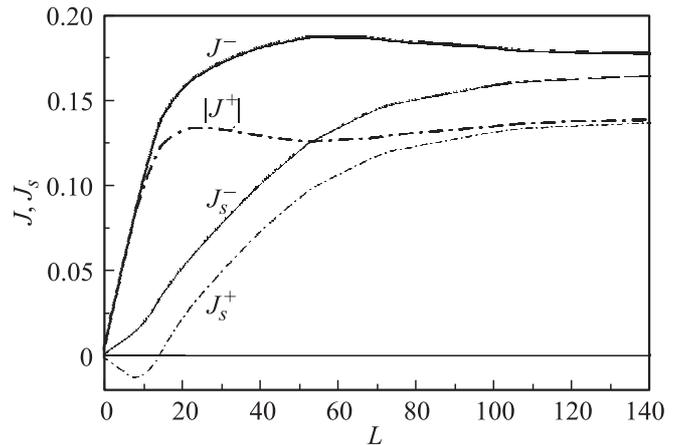
Зависимости зарядовых  $J^\pm$  и спиновых  $J_S^\pm$  токов в правой и левой ветвях полоски от напряжения на туннельном контакте  $V$  представлены на рис. 3 для структуры с большими  $L$  и  $W$  ( $Lp_F \gg 1$ ,  $Wk_F \gg 1$ ,  $p_F$  и  $k_F$  — фермиевские импульсы электронов в КС и полоске).

Спиновая поляризация токов при малых напряжениях  $eV < \mu$  практически равна 100% в обеих ветвях полоски. При этом зависимости  $J^\pm(V)$  слабо суперлинейны и характеризуются показателем степени, возрастающим с ростом взаимодействия электронов в КС.

Как отмечалось, характерной особенностью спектра КС является то, что спин и скорость электронов с



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики (кривые 1–3) и зависимости спинового тока от напряжения (4–6).  $B = 0$ : жирные линии 2 —  $J^+(V) = J^-(V)$  и 5 —  $J_S^+(V) = J_S^-(V)$ .  $B > 0$ : 1 —  $J^-(V)$ , 3 —  $J^+(V)$ , 4 —  $J_S^-(V)$ , 6 —  $J_S^+(V)$ . Параметры:  $\Delta = 0.04$ ,  $W = 150$ ,  $E_c = 0.1$ ,  $\mu = 0.1$ ,  $T = 0.01$ ,  $g = 0.9$ ,  $L = 500$ .



**Рис. 4.** Зависимости зарядового  $J$  и спинового  $J_S$  токов в полоске нормального 2D газа от длины туннельного контакта  $L$ . Параметры:  $\Delta = 0.02$ ,  $W = 100$ ,  $E_c = 0$ ,  $\mu = 0.05$ ,  $V = 0.01$ ,  $T = 0.01$ ,  $g = 0.9$ .

заданным знаком импульса  $k$  меняют свое направление при изменении знака энергии, отсчитанной от дираковской точки. Поэтому при  $eV > \mu$ , когда нижняя граница слоя туннелирующих электронов пересекает эту точку, поляризация начинает уменьшаться и затем меняет знак.

Увеличение магнитного поля приводит к уменьшению тока, создаваемого электронами со спином, направленным против поля, а при большой энергии зеемановского расщепления,  $\Delta > (\mu, eV)$ , — к его исчезновению в соответствующей ветви полоски.

Отметим, что по различию величин токов в ветвях полоски можно определить геликоидальность КС. Действительно, электроны КС, движущиеся в направлении той ветви, где ток больше, имеют спин, направленный по общему магнитному полю.

Интересно, что поляризация тока возрастает при увеличении электрон-электронного взаимодействия, т.е. при уменьшении параметра  $g$ . Этот результат объясняется тем, что уменьшение  $g$  приводит к увеличению скорости возбуждений в КС. Это в свою очередь сдвигает точку Дирака вниз по энергии, в результате чего уменьшается количество электронов, попадающих в энергетический интервал под точкой Дирака. При достаточно больших напряжениях знак поляризации может даже поменяться при изменении параметра взаимодействия.

В туннельных контактах малого размера поляризация существенно уменьшается из-за обратного рассеяния электронов. Нагляднее всего это проявляется на зависимостях зарядовых и спиновых токов от длины контакта (рис. 4).

При малой длине контакта ( $Lp_F < 1$ ) нормированный на единицу длины контакта зарядовый ток возрастает линейно с  $L$ , а спиновый ток при  $B_{ex} = 0$  пренебрежимо мал из-за сильного рассеяния контактом, приводящего к выравниванию электронных потоков с противоположными спинами в каждой из ветвей полоски. При  $Lp_F > 1$

спиновые токи возрастают из-за ослабления рассеяния и асимптотически достигают электронных токов в пределе  $Lp_F \gg 1$ .

При больших  $L$  обменное поле  $B_{ex}$  приводит к „разбалансу“ токов в ветвях полоски из-за зеемановского расщепления спектров. При этом поляризация токов в каждой из ветвей близка к 1 при  $\mu > (\Delta eV)$ .

При малых  $L$  из-за рассеяния электронов на контакте токи в обеих ветвях полоски выравниваются и, наоборот, спиновые токи раскомпенсируются, причем знаки спиновых токов в ветвях полоски оказываются противоположными. Так, например, в правую ветвь полоски с меньшим потоком спинов, направленных против поля  $B$ , из-за рассеяния попадает больший по величине поток электронов со спинами, направленными по полю, в результате чего спиновый ток в этой ветви  $J_s^+$  оказывается отрицательным.

## 5. Заключение

Мы детально изучили спиновую фильтрацию токов при туннелировании электронов из краевых состояний 2D ТИ в многомодовую электронную полоску при наличии в ней магнитного поля, вызывающего спиновое расщепление электронного спектра. Показано, что этот механизм приводит к созданию и селективному управлению спин-поляризованными токами в каждой из ветвей полоски.

Управление токами может осуществляться с помощью напряжения на туннельном контакте, изменения заполнения краевых состояний или величины магнитного поля и может приводить как к переключению токов между ветвями полоски, так и к изменению знака спиновой поляризации тока в них.

Существенное влияние на величины токов и степень их поляризации оказывают рассеяние электронов на контакте и электрон-электронное взаимодействие в краевых состояниях:

- 1) спиновая поляризация тока возрастает с увеличением длины контакта на масштабе  $Lp_F \approx 1$  или  $Lk_F \approx 1$ ;
- 2) поляризация возрастает с увеличением электрон-электронного взаимодействия из-за перенормировки скорости в жидкости Латтинджера.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 11-02-00337) и программ РАН.

## Список литературы

- [1] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [2] X.L. Qi, S.-C. Zhang. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 1057 (2011).
- [3] A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **325**, 294 (2009).
- [4] C. Brüne, A. Roth, E.G. Novik, M. König, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, W. Hanke, J. Sinova, L.W. Molenkamp. *Nature Phys.*, **6** (5), 448 (2010).

- [5] K.C. Nowack, E.M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J.R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brüne, H. Buhmann, W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, K.A. Moler. arXiv: 1212.2203 (2012).
- [6] Y. Ma, W. Kundhikanjana, J. Wang, M.R. Calvo, B. Lian, Y. Yang, K. Lai, M. Baenninger, M. König, C. Ames, C. Brüne, H. Buhmann, P. Leubner, Q. Tang, K. Zhang, X. Li, L.W. Molenkamp, S.-C. Zhang, D. Goldhaber-Gordon, M.K. Kelly, Z.-X. Shen. arXiv: 1212.6441 (2012).
- [7] C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.L. Qi, S.C. Zhang. *Nature Phys.*, **8** (6), 485 (2012).
- [8] A.A. Sukhanov, V.A. Sablikov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 405 301 (2012).
- [9] C. Wu, B.A. Bernevig, S.C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 106 401 (2006).
- [10] M. Governale, M. Grifoni, G. Schon. *Phys. Rev. B*, **62**, 15 996 (2000).
- [11] G. Dolcetto, S. Barbarino, D. Ferraro, N. Magnoli, M. Sasseti. *Phys. Rev. B*, **85**, 195 138 (2012).
- [12] T. Giamarchi. *Quantum Physics in One Dimension* (Oxford, Oxford University Press, 2004) p. 38.
- [13] J. Voit. *Rep. Progr. Phys.*, **58**, 977 (1995).
- [14] G.D. Mahan. *Many Particle Physics*, 3rd edn (N. Y., Plenum, 2000) p. 785.

Редактор Т.А. Полянская

## Spin-polarized currents in a tunnel contact of normal conductor and two-dimensional topological insulator

A.A. Sukhanov, V.A. Sablikov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences, Fryazino branch,  
141190 Fryazino, Russia

**Abstract** We study spin filtering of electrons when tunneling from edge states of two-dimensional topological insulator (TI) into the normal conductor in the presence of a magnetic field induced by the proximity to a magnetic insulator. Calculations were carried out for a tunnel contact of a finite length between the TI and an electronic multi-mode quantum strip. It is shown that the electron flow is split after the tunneling in the strip so that spin-polarized currents arise in its left and right branches. The currents can be effectively controlled by the applied voltage and chemical potential of the system. The presence of a magnetic field, which splits the spin subbands of the electron spectrum in the strip, gives rise to the effect of switching of the spin current between the strip branches.