Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 5, с. 393 – 401

Собственный аномальный эффект Холла на поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашба

В. Н. Меньшов[+1)], *И. П. Русинов*[*], *Е. В. Чулков*[×]

[+]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 13 декабря 2024 г.
После переработки 7 января 2025 г.
Принята к публикации 13 января 2025 г.

В настоящей работе мы теоретически изучаем, как рассеяние электронов на доменных стенках модифицирует аномальную поперечную проводимость на поверхности магнитного полупроводника с сильным эффектом Рашба. Зонная структура такого полупроводника, характеризуемая нетривиальной кривизной Берри, предопределяет возникновение на магнитной доменной стенке одномерного резонансного состояния в локальной обменной щели. При относительно слабом обменном расщеплении резонансное состояние имеет линейную дисперсию с малым спектральным уширением и обладает свойством киральности. Показано, что присутствие на поверхности пары параллельных доменных стенок может иметь вполне измеряемое физическое следствие: дополнительный почти полуквантованный вклад в аномальный эффект Холла. Поверхность полярного полупроводника BiTeI, допированного атомами переходного металла, является подходящей материальной платформой для обнаружения такого вклада.

DOI: 10.31857/S0370274X25030104, EDN: GGHVEE

Введение. Принцип соответствия лежит в основе топологической зонной теории твердого тела: топологический инвариант электронной волновой функции в объеме материала определяют наличие защищенных состояний на его границе [1–3]. На поверхности материала черновский инвариант двумерной (2D) зоны соответствует одномерным (1D) краевым состояниям. Узкозонные полупроводники и гетероструктуры на их основе, характеризующиеся целочисленными инвариантами, относятся к семейству топологических изоляторов (ТИ). Поверхностные состояния ТИ – это дираковские фермионы, спектральные ветви которых перекрывают объемную запрещенную зону, а импульс и спиновая поляризация фиксированы ортогонально друг другу [1–3]. Эти черты придают особую устойчивость однонаправленному распространению электрона в состоянии на границе ТИ благодаря отсутствию рассеяния назад в случае немагнитных дефектов. Однако введение магнитного порядка в ТИ существенно меняет спектр поверхностного состояния, открывая в нем энергетическую обменную щель, что предоставляет возможность управлять электронными процессами и порождать новые свойства в ТИ. В магнитных ТИ были предсказаны и экспериментально подтверждены такие уникальные явления, как квантовый аномальный эффект Холла (АЭХ) [3,4-6] и полуквантовый АЭХ [7], фаза аксионного изолятора [8] и другие эффекты, перспективные для будущих спинтронных приложений [9, 10].

Теоретические построения для описания магнитных и транспортных свойств (в том числе АЭХ) в ферромагнитных (ФМ) полупроводниках как правило исходят из предположения, что электроны находятся в обменном поле однородной намагниченности. Например, в случае разбавленных магнитных полупроводников величина обменного поля рассчитывается в приближении среднего поля. Такой подход распространяется на полупроводники с тяжелыми элементами, зонная структура которых приобретает нетривиальную кривизну Берри в импульсном пространстве из-за значительной силы спин-орбитальной связи (СОС) [11], хотя далеко не все из них относятся к семейству ТИ. В общем случае аномальная холловская проводимость магнитных полупроводников, возникающая вместе со спонтанной намагниченностью образца, имеет два вклада, $\sigma_{xy}^A = \sigma_{xy}^B + \sigma_{xy}^I$ [12, 13]. Собственный вклад σ_{xy}^B коренится исключительно в существовании нетривиальной кривизны Берри [14]. Вклад σ_{xy}^I появляется

[1)]e-mail: vnmenshov@mail.ru

вследствие рассеяния носителей на дефектах, главным образом, на примесях [15, 16].

Предположение, что состояния в 2D электронном газе подвержены расщеплению на спин-поляризованные подзоны из-за нарушения инверсионной симметрии, например, в гетероструктурах полупроводников с сильной СОС было выдвинуто еще до эры зонной топологии [17, 18]. Подтверждение данного эффекта – эффекта Рашба – было получено в измерениях спиновой структуры электронов на поверхности ряда полупроводников и металлов и в поверхностных сплавах с использованием фотоэмиссионной спектроскопии [19–22]. АЭХ в 2D электронном газе со СОС типа Рашба в однородном поле Зеемана подробно анализировался в рамках диаграммного формализма Кубо–Стреда [15, 16]. Однако прямые экспериментальные свидетельства аномальной холловской проводимости в магнитных полупроводниках с эффектом Рашба (МПР) отсутствуют. Полярный полупроводник BiTeI, допированный атомами переходного металла, может рассматриваться как возможный кандидат для проведения исследований по установлению АЭХ такого типа. Спектроскопические измерения BiTeI показывают гигантское расщепление Рашба поверхностных состояний [23]. Допирование образцов BiTeI атомами V или Mn ведет к формированию поверхностного ферромагнетизма с относительно высокой температурой Кюри [24–26]. К сожалению, сообщения об изучении эффекта Холла в этом МПР пока отсутствуют.

Собственный АЭХ есть результат комбинированного влияния на носители заряда и спина в твердом теле двух квантовых эффектов: обменного взаимодействия и СОС. Каков именно механизм проявления этих эффектов на макроскопическом уровне – особый вопрос. Отклик 2D электронного газа на приложенное электрическое поле в виде возникающего поперечного тока формально выражается через число Черна. Однако АЭХ с квантованной проводимостью $\sigma_{xy}^A = \sigma_{xy}^B = \frac{e^2}{h}$ (если химический потенциал лежит внутри щели 2D состояний) в тонкой пленке ФМ ТИ реализуется практически посредством 1D киральных состояний на краях пленки, выполненной в холловской геометрии [3, 27]. В этом смысле квантовый АЭХ в материале с изолирующими объемом и поверхностью можно трактовать как прямое наблюдение топологически обусловленных краевых состояний. Кроме того, эффективным маркером нетривиальной зонной структуры (собственных и примесных) магнитных ТИ может служить магнитная доменная стенка (ДС) [27–34]. Возникновение ДС является общим явлением в магнитных материалах. Транспортные измерения зафиксировали последствия присутствия специфических состояний на ДС в ТИ [27, 28, 34]. Недавно, в модели МПР, было предсказано появление на ДС резонансного электронного состояния в энергетической области, соответствующей локальной обменной щели [35]. Возникает естественный вопрос: как резонансные состояния на ДС могут проявить себя в транспортных явлениях, в частности в АЭХ.

В данной статье представлена теория АЭХ на поверхности разбавленного МПР с сильным расщеплением Рашба 2D электронных состояний. Мы рассматриваем материал, в котором примесные магнитные моменты упорядочиваются ортогонально поверхности, однако предполагается присутствие ДС. Топологические особенности поверхностной зонной структуры системы ведут к возникновению на ДС 1D резонансного состояния. Мы описываем свойства такого состояния на границе раздела между доменами с различной амплитудой и противоположной ориентацией намагниченности. Показано, что аномальная холловская проводимость на поверхности МПР приобретает дополнительный вклад, порождаемый проводящими каналами резонансного типа вдоль пары параллельных ДС. Если обменная энергия сравнительно мала и уровень Ферми лежит в обменной щели, этот вклад становится близким к полуквантованной величине. Предложен протокол для экспериментальной проверки наших теоретических предсказаний на поверхности разбавленного МПР $\mathrm{Bi}_{1-x}(\mathrm{V,Mn})_x\mathrm{TeI}$ со специально приготовленной трехдоменной текстурой намагниченности.

Поверхностные состояния в однородном обменном поле с учетом эффекта Рашба. В разбавленном МПР моменты, локализованные на магнитных атомах, формируют ФМ порядок в объеме образца и/или в его поверхностной области. Принимая во внимание нарушение как инверсионной симметрии вблизи поверхности трехмерного (3D) полупроводника, так и симметрии по отношению к обращению времени, описываем движущийся вдоль поверхности электрон с импульсом $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ эффективным 2D гамильтонианом [19, 36, 37]

$$H(\mathbf{k}) = \beta \mathbf{k}^2 \sigma_0 - \alpha([\mathbf{k} \times \boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{e}_z) + J(\mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\sigma}), \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор из матриц Паули, σ_0 – единичная 2×2-матрица. Мы будем использовать в расчетах (если это не оговорено специально) систему единиц, где $\hbar = 1$. В разложении (1) по $\mathbf{k}$ вокруг центра зоны Бриллюэна $\bar{\Gamma}$ мы удерживаем слагаемые не выше второго порядка и вводим обозначение $\beta = \frac{1}{2m^*}$, где m^* – эффективная масса носителей в поверхностной зоне. В отсутствии намагниченности параболическая зона испытывает расщепление в две подзоны с противоположной спиновой текстурой, характеризуемое параметром Рашба α. Гамильтониан (1) включает связь спина электрона и намагниченности $\mathbf{M}$ через обменный интеграл J. Если речь идет о разбавленном магнитном полупроводнике, то подразумевается, что фигурирующая в (1) величина $\mathbf{M}$ является результатом усреднения на масштабе, превышающем среднее расстояние между атомами магнитной примеси. Мы рассматриваем 2D электронные состояния, которые сформировались благодаря поверхностному потенциалу вблизи дна 3D зоны проводимости полупроводника, хотя аналогичным образом можно рассмотреть 2D дырочные состояния вблизи потолка 3D валентной зоны.

В настоящей работе мы рассматриваем только случай ФМ порядка с поперечной поляризацией, $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$, $\mathbf{e}_z$ – нормаль к поверхности. В случае однородной намагниченности, $M(x,y) = \text{const}$, спектр поверхностных состояний $E^{(\pm)}(k) = \beta k^2 \pm \pm \sqrt{\Delta^2 + \alpha^2 k^2}$ приобретает энергетическую щель $2\Delta = 2JM$, которая снимает крамерсовское вырождение в $\bar{\Gamma}$ точке, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. В свою очередь, в модели (1) кривизна Берри как функция импульса k имеет вид $\Omega^{(\pm)}(k) = \mp\frac{\alpha^2\Delta}{2[\Delta^2+\alpha^2k^2]^{3/2}}$ [11, 12]. Здесь $\Omega^{(+)}/\Omega^{(-)}$ относится к верхней/нижней подзоне. Определяя число Черна как $C = \frac{1}{2\pi}\int d^2\mathbf{k}\Omega(k)$ [11, 12] и вычисляя интеграл по заполненным состояниям, получим в явном виде его зависимость от положения уровня Ферми μ:

$$C(\mu) = \frac{\Delta}{2}\left[\frac{1}{|\Delta|} - \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + \alpha^2[k^{(1)}(\mu)]^2}} - \left(\frac{1}{|\Delta|} - \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + \alpha^2[k^{(2)}(\mu)]^2}}\right) h(|\mu| - |\Delta|)\right]. \quad (2)$$

Здесь импульсы $k^{(1,2)}(\mu)$ являются решениями уравнения $E^{(\pm)}(k) = \mu$, при этом $k^{(1)}(\mu) > k^{(2)}(\mu)$; $E_{so} = \frac{\alpha^2}{4\beta}$ – энергия расщепления Рашба, $h(\varepsilon)$ – функция Хевисайда. Полагаем, что уровень Ферми расположен выше минимума 2D зоны. Здесь и далее мы анализируем ситуацию при нулевой температуре, $T = 0$.

Зависимость $C(\mu)$ (2) характеризует топологические свойства модели (1). Обратим внимание на поведение $C(\mu)$ в энергетической области обменной щели при $\Delta^2 > \mu^2$. Если обменное расщепление сравнительно слабое, $E_{so} \gg |\Delta|$, функция $\Omega^{(-)}(k)$ при малых k обладает особенностью, которая дает топологический индекс, близкий к полуцелому значению, $C(\mu) \approx \frac{\text{sgn}(\Delta)}{2}\left(1 - \frac{|\Delta|}{4E_{so}}\right)$. В противоположном случае, когда $E_{so} \ll |\Delta|$, число Черна приближается к тривиальному значению, $C(\mu) \approx \frac{E_{so}}{\Delta}$. Таким образом, интегральная характеристика зонной структуры значительно изменяется как функция безразмерного параметра модели $\frac{|\Delta|}{E_{so}}$.

АЭХ характеризуется поперечной проводимостью $\sigma_{xy}^B = \frac{e^2}{h}C$, которая пропорциональна числу Черна C и меняет знак с изменением направления намагниченности $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$. Следует заметить, что α, J и μ, фигурирующие в уравнениях (1) и (2), не являются свободными параметрами модели. Строго говоря, химический потенциал необходимо связать с заданной полной концентрацией частиц, как было сделано для некоторого частного случая в [14]. Более того, необходимо самосогласованно рассчитывать профили поверхностного потенциала $U(z)$ и концентрации $n(z)$ вдоль направления $\mathbf{e}_z$. Напомним, что $\alpha \sim \frac{dU}{dz}$. Наконец, поверхностные электроны модерируют косвенную связь между локальными магнитными моментами, т.е. $J = J(n)$. Эти аспекты не являются принципиальными с точки зрения основной цели нашего исследования. Поэтому в дальнейшем α, J и μ рассматриваются как независимые параметры.

Резонансное состояние на уединенной асимметричной ДС. В реальных материалах намагниченность варьируется на макроскопическом масштабе как функция латеральной позиции, $M(x,y)$. На образование доменов противоположной поляризации на поверхности МПР $Bi_{0.98}V_{0.02}TeI$ с ортогональной легкой осью указывают авторы [25]. Рассмотрим случай пары полубесконечных ФМ доменов, отличающихся друг от друга величиной и знаком намагниченности. Домены разделены ДС, закрепленной для определенности вдоль линии $x = 0$, т.е., $M(x = 0, y) = 0$. Чтобы не усложнять дальнейшие вычисления, исследуем жесткую ДС, обменное поле которой опишем кусочно-непрерывной функцией $\Delta(x,y) = \Delta(x) = \Delta_r h(x) + \Delta_l h(-x)$, где $h(x)$ – функция Хевисайда, $\Delta_r > 0$ и $\Delta_l < 0$, $\Delta_{r,l} = JM_{r,l}$. Домены, правый, r, и левый, l, характеризуются локальными числами Черна с противоположными знаками, $C_r > 0$ и $C_l < 0$. Используя уравнение (2), проиллюстрируем на рис. 1 поведение разницы $C_d(\mu) = C_r(\mu) - C_l(\mu)$ в широком интервале изменения μ при различных значениях параметров $\frac{\Delta_r}{E_{so}}$ и $\frac{|\Delta_l|}{E_{so}}$. Если химический потенциал находится внутри обменной щели, $|\mu| < (\Delta_r, |\Delta_l|)$, и выполняется условие $E_{so} \gg (\Delta_r, |\Delta_l|)$, топологический индекс испытывает близкое к единице (почти квантованное)

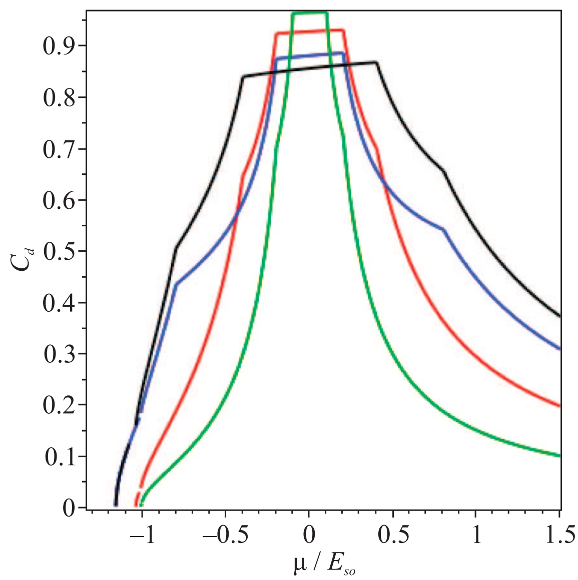

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость разницы чисел Черна в соседних доменах от положения уровня Ферми $C_d(\mu) = C_r(\mu) - C_l(\mu)$ при различных значениях параметров $\frac{\Delta_r}{E_{so}}$ и $\frac{|\Delta_l|}{E_{so}}$: 0.1 и 0.2 – зеленая линия, 0.2 и 0.4 – красная линия, 0.2 и 0.8 – синяя линия, 0.4 и 0.8 – черная линия соответственно

изменение при переходе через ДС: $C_d \approx 1 - \frac{\Delta_r + |\Delta_l|}{8E_{so}}$. Такая ситуация является близкой к критической относительно появления 1D электронного состояния с особыми свойствами на границе $x = 0$.

Чтобы выяснить условия существования такого состояния и его свойства, мы решаем в рамках модели (1) задачу рассеяния рашбавской квазичастицы на спин-зависящем потенциале $\sim \Delta(x)\sigma_z$. Используя подход, развитый для антифазной ДС в [35], находим в результате, что в энергетической области обменной щели, $\min(2\Delta_r, 2|\Delta_l|)$, но на фоне нижней 2D ветви $E^{(-)}_{r,l}(k) = \beta k^2 - \sqrt{\Delta^2_{r,l} + \alpha^2 k^2}$, на ДС существует резонансное состояние. Удерживая главные неисчезающие слагаемые в приближении $\frac{|\Delta_{r,l}|}{4E_{so}} \ll 1$ и $\frac{|k_y|}{k_{so}} \ll 1$ $\left(k_{so} = \frac{\alpha}{2\beta}\right)$, получаем для такого состояния дисперсионное соотношение

$$\varepsilon_R(k_y) = \alpha k_y + \omega_R - i\Gamma_R, \tag{3}$$

которое характеризуется линейной зависимостью энергии от импульса с небольшим сдвигом $\omega_R = \frac{(\Delta_r + |\Delta_l|)^2}{16E_{so}}$ и спектральным уширением резонанса $\Gamma_R = \frac{(\Delta_r + |\Delta_l|)^3}{64E^2_{so}}$. Подчеркнем, что уширение Γ_R в (3) намного меньше, чем размер обменной щели, $\min(2\Delta_r, 2|\Delta_l|)$. При условии относительно слабого обменного потенциала резонансное состояние является квази-связанным. Его огибающая функция, $\theta_R(x, k_y)$, состоит из двух компонент: одна компонента сильно локализована около ДС, $A(x) \sim a_r h(x)\exp\left(-\frac{\Delta_r x}{\alpha}\right) + a_l h(-x)\exp\left(-\frac{\Delta_l x}{\alpha}\right)$; другая есть плоская волна $B(x) \sim b_\pm \exp(\pm 2ik_{so}x)$ с малой амплитудой, $|b_\pm| \ll |a_{r,l}|$. Резонансное состояние сильно поляризовано по спину вдоль оси $\mathbf{e}_x$, ортогональной направлению распространения вдоль ДС. В частном случае $\Delta_r = |\Delta_l|$ приходим к результату, полученному в [35] для антифазной ДС.

Обосновать происхождение резонансного состояния (3) можно следующим образом. В отсутствии намагниченности, описывая свойства 2D электронного газа вблизи точки крамерсовского вырождения расщепленных подзон, $k = 0$, можно пренебречь в (1) кинетическим слагаемым, $\sim \beta k^2$, и аппроксимировать спектр системы почти идеальным конусом, $E^{(\pm)}(k) = \pm\alpha k$, при $k < k_{so}$. В таких условиях включение обменного поля $\Delta(x)$ ведет формально к задаче о дираковском фермионе на границе со строго целочисленным скачком топологического индекса, $C_d = 1$. Согласно принципу соответствия такая граница обязательно несет одно топологически защищенное состояние. Это 1D состояние полностью поляризовано по спину, имеет бесщелевой спектр $\varepsilon(k_y) = \alpha k_y$ и пространственно локализованный профиль типа $A(x)$. Однако с ростом амплитуды поля $\Delta(x)$ вовлекаются состояния с бóльшими импульсами, $k \sim \sqrt{\frac{\Delta}{\beta}}$, и, когда $\frac{|\Delta_{r,l}|}{E_{so}} \sim 1$, пренебречь в (1) членом $\sim k^2$ уже нельзя. Как следствие, в случае слабого обменного взаимодействия мы получаем резонансное состояние (3), которое, с одной стороны, является близким по свойствам к идеальному топологическому состоянию, с другой, приобретает отличительные черты: спектральное уширение Γ_R и нелокальную компоненту $B(x)$ в огибающей функции.

С усилением обменного взаимодействия спектральная ветвь $\varepsilon_R(k_y)$ резонансного состояния становится более размытой и уменьшается его амплитуда на ДС. Более того, когда СОС слабая, $E_{so} \ll (\Delta_r, |\Delta_l|)$, топологические черты 2D состояний подавляются, $C_{r,l} \approx \frac{E_{so}}{\Delta_{r,l}}$. В таком случае признаки резонансного состояния исчезают как в реальном, так и в импульсном пространстве.

Пара ДС: роль резонансных состояний в формировании АЭХ. Формальные построения топологического отклика в виде чисел Черна проводятся на бесконечной 2D плоскости [11, 12]. Однако, как известно [3, 38], именно наличие у реального образца границ, несущих краевые состояния, оказывается принципиальным для объяснения квантового АЭХ, наблюдаемого в тонких пленках магнитных ТИ. Для выяснения особенностей собственного АЭХ, свойственных магнитному полупроводнику с эффектом Рашба, мы предлагаем использовать образец, поверхность которого содержит пару ДС. Аналогия с традиционной геометрией Холла, применяемой для транспортных измерений в магнитных ТИ, очевидна. В нашем случае роль физических границ выполняют ДС, а роль состояний на границах – резонансные состояния. Конкретно рассмотрим следующую текстуру намагниченности на поверхности: полоса конечной ширины вдоль оси $\mathbf{e}_x$ с намагниченностью, направленной вверх, $\mathbf{M}_1 = \mathbf{e}_z M_1$, $M_1 > 0$, которая соседствует справа и слева с полубесконечными доменами с направлением намагниченности вниз, $\mathbf{M}_2 = \mathbf{e}_z M_2$, $M_2 < 0$. Вдоль оси $\mathbf{e}_y$ поверхность однородная и не имеет границ. Таким образом, движущиеся вдоль поверхности электроны, помимо СОС по типу Рашба, испытывают действие неоднородного обменного поля $\Delta(x) = \Delta_1 h(l - |x|) + \Delta_2 h(|x| - l)$, где обменные энергии $\Delta_{1,2} = JM_{1,2}$ не зависят от координаты. Подразумевается, что ток проходит в направлении $\mathbf{e}_y$. Холловское напряжение регистрируется между параллельными ДС, расположенными при $x = \pm l$. Расстояние между ДС предполагается достаточно большим, чтобы избежать эффекта размерного квантования 2D зон в среднем домене (полоске) и формирования заметной щели $\sim \exp\left(-\frac{2l\Delta_1}{\alpha}\right)$ в 1D спектре благодаря гибридизации между резонансными состояниями на правой и левой ДС.

Описанная выше доменная структура характеризуется 2D состояниями с четырьмя ветвями $E_{1,2}^{(\pm)}(k) = \beta k^2 \pm \sqrt{\Delta_{1,2}^2 + \alpha^2 k^2}$, а также локальными числами Черна, $C_1 > 0$ при $|x| < l$ и $C_2 < 0$ при $|x| > l$. На ДС возникает пара 1D резонансных состояний с квазилинейной дисперсией $\varepsilon_R^{(+)}(k_y)$ и $\varepsilon_R^{(-)}(k_y)$. Первое из них $(+)$ распространяется вдоль левой ДС в направлении $\mathbf{e}_y$ и поляризовано по спину по оси $\mathbf{e}_x$, в то время как другое $(-)$ распространяется вдоль правой ДС в направлении, противоположном оси $\mathbf{e}_y$, и поляризовано по спину против оси $\mathbf{e}_x$. При выполнении условия $\frac{|\Delta_{1,2}}{4E_{so}} \ll 1$ в области локальной щели хорошо работает соотношение $\varepsilon_R^{(\pm)}(k_y) = \pm\alpha k_y + \omega_R - i\Gamma_R$, где $\omega_R = \frac{(\Delta_1 + |\Delta_2|)^2}{16E_{so}}$ и $\Gamma_R = \frac{(\Delta_1 + |\Delta_2|)^3}{64E_{so}^2}$. На рисунке 2 показано спектральное поведение поверхностных состояний в случае удаленных друг от друга ДС. Можно легко отличить 2D поверхностные состояния в доменах от 1D резонансных состояний на ДС. Бесщелевые ветви $\varepsilon_R(\pm)(k_y)$ с противоположными по знаку скоростями пролегают между проекциями зон $E_{1,2}^{(\pm)}(k)$. Можно видеть спектральное уширение резонансов $\varepsilon_R^{(\pm)}(k_y)$ по мере увеличения обменного расщепления $2|\Delta_{1,2}|$. Ниже края зон $E_{1,2}^{(\pm)}(k)$ присутствуют также связанные состояния $\varepsilon_B^{(\pm)}(k_y)$, которые не дают вклад в АЭХ.

В области среднего домена аномальный вклад в поперечную проводимость, возникающий в силу намагниченности $\mathbf{M}_1$, есть сумма $\sigma_{xy}^B + \sigma_{xy}^I$. Первое слагаемое – это собственный вклад [12, 14], пропорциональный локальному числу Черна во внутреннем домене, $\sigma_{xy}^B = \frac{e^2}{h} C_1$, где C_1 определен в (2) при $\Delta = \Delta_1$. В реальном образце примеси и другие дефекты оказывают влияние на движение 2D электронов в обменном поле в присутствии СОС по Рашба. В таких условиях несобственный вклад σ_{xy}^I, возникающий вследствие рассеяния носителей на точечных дефектах, был подробно описан в [15, 16].

В предлагаемой трехдоменной геометрии кривизна Берри не только продуцирует вклад от 2D состояний, $\sigma_{xy}^B + \sigma_{xy}^I$, но также является источником дополнительной компоненты проводимости $\sigma_{x,y}^W$ по 1D каналам вдоль ДС. Таким образом, полный АЭХ описывается как сумма $\sigma_{xy}^A = \sigma_{xy}^B + \sigma_{xy}^W + \sigma_{xy}^I$. Наибольший интерес представляет ситуация, когда уровень Ферми лежит в обменной щели, $|\mu| < (\Delta_1, |\Delta_2|)$, так как разница между локальными числами Черна на ДС, $|C_1 - C_2|$, достигает максимума (см. рис. 1). В такой ситуации, в формировании АЭХ участвуют состояния 2D нижней подзоны, $E_1^{(-)}(k)$, и резонансные состояния на ДС, $\varepsilon_R^{(\pm)}(k_y)$. В случае сильного примесного беспорядка, свойственного разбавленным магнитным полупроводникам, носители в 2D подзоне становятся локализованными, если уровень Ферми оказывается ниже края подвижности. Тогда весь ток переносится по каналам вдоль ДС и АЭХ реализуется исключительно посредством резонансных состояний. При этом, если выполняется условие $\frac{|\Delta_{1,2}|}{4E_{so}} \ll 1$, холловская проводимость может достигать значения, близкого к полуквантованному, $\sigma_{xy}^A = \sigma_{xy}^W = \frac{e^2}{2h}$. В работе [16] отмечалось, что вклады σ_{xy}^B и σ_{xy}^I могут в значительной степени компенсировать друг друга. В данном случае доминирующим вновь будет вклад σ_{xy}^W.

В работе [35] отмечается, что установить наличие резонансного состояния на уединенной магнитной ДС можно методом сканирующей туннельной спектроскопии на поверхности МПР. Как показано выше, пара резонансных состояний, формирующих проводящие каналы, определяет дополнительный вклад в АЭХ, связанный с нетривиальной кривизной Берри. Этот вклад можно измерить в магнитотранспортных экспериментах на образ-

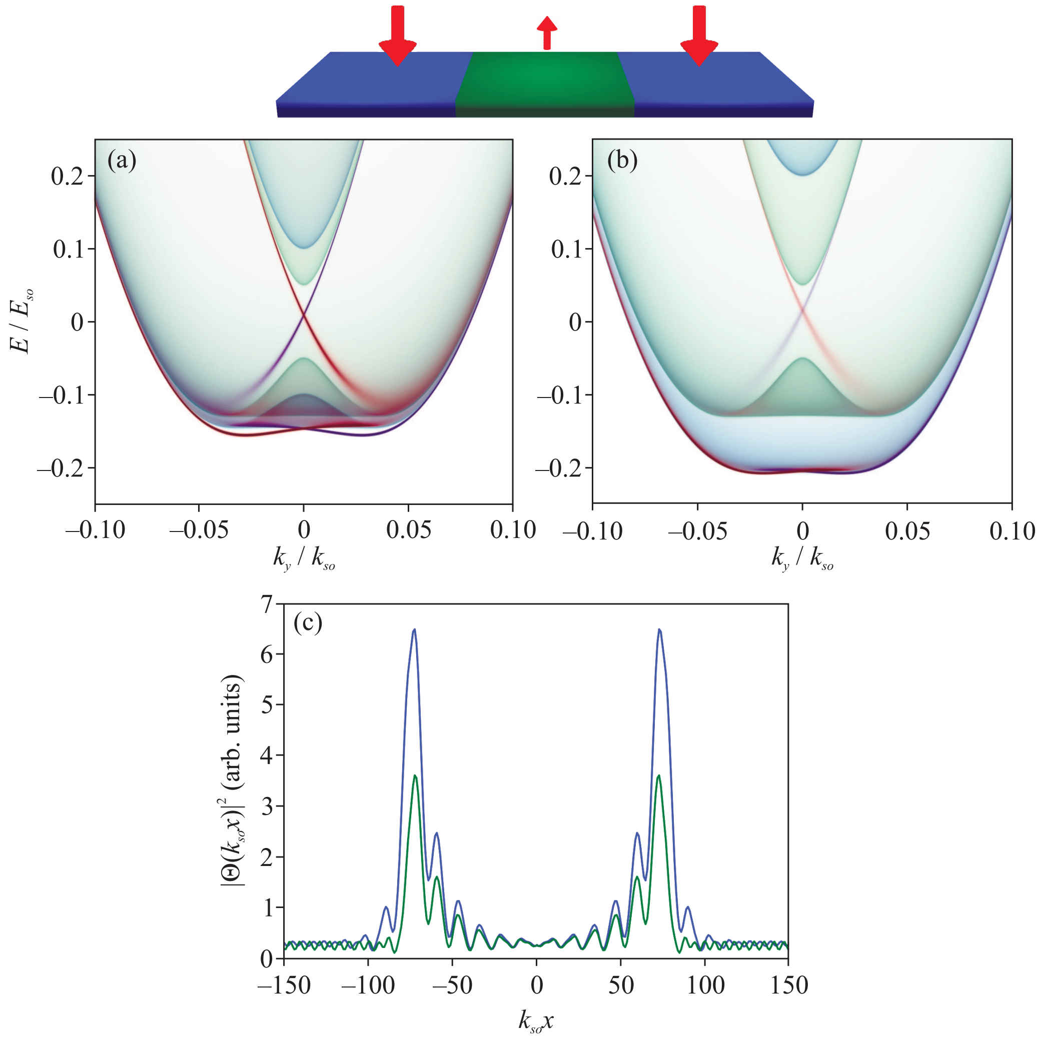

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) и (b) – Спектральные характеристики электронных состояний на поверхности МПР с двумя параллельными ДС, полученные в приближении сильной связи. Проекции спектральной функции 2D состояний в магнитных доменах, $E_1^{(\pm)}(k)$ и $E_2^{(\pm)}(k)$, представлены оттенками синего и зеленого цветов. 1D состояниям на левой ДС при $x = -l$ соответствуют кривые фиолетового цвета, 1D состояниям на правой ДС при $x = l$ – вишневого цвета. Резонансные состояния расположены в области обменной щели, связанные состояния – ниже края 2D зон. Для панели (a) использованы параметры $\frac{|\Delta_{1,2}|}{E_{so}} = 0.2$ и $\frac{|\Delta_{2,1}|}{E_{so}} = 0.4$, для панели (b) – $\frac{|\Delta_{1,2}|}{E_{so}} = 0.2$ и $\frac{|\Delta_{2,1}|}{E_{so}} = 0.8$. (c) – Пространственный профиль плотности вероятности 1М резонансных состояний в случае двух параллельных ДС при $k_y = 0$, где синяя кривая соответствует спектральной картине (a) и зеленая кривая – (b)

цах МПР со специально приготовленной магнитной текстурой.

К вопросу экспериментального исследования АЭХ в МПР. В предыдущем разделе мы оценили физические условия и схематически описали геометрию образца, которые позволили бы понять, как электронная зонная структура проявляет себя в АЭХ на поверхности МПР. Практическая реализация предложенной идеи является нетривиальной задачей, которая включает три принципиальных момента: 1) выбор МПР материала, 2) формирование заданной магнитной текстуры на его поверхности и 3) методика регистрации холловского сигнала. Обсудим их.

Было установлено, что слоистый материал BiTeI обладает уникальными объемными и поверхностными свойствами. Его спектр показывает 3D запрещенную зону ~ 0.38 эВ, внутри которой присутствует поверхностное состояние Рашба с рекордно высокой величиной параметра $\alpha = 3.85$ эВ $\cdot$ Å и расщепления $E_{so} \approx 0.1$ эВ для поверхности, сформированной атомами Te [23]. Численные расчеты зонной структуры BiTeI были проведены в [20, 39, 40]. Допирование ванадием или марганцем ведет к возникновению в

BiTeI ФМ порядка, перпендикулярного поверхности [24–26]. Примечательно, что в образцах $Bi_{1-x}V_x$TeI и $Bi_{1-x}Mn_x$TeI с концентрацией x от 2 до 3 % магнетизм сохраняется до сравнительно высокой температуры $T_C^{(R)} \approx 130$ K в виде упорядочения моментов на атомах переходного металла в приповерхностной области (по-видимому, благодаря их косвенному обмену через состояния Рашба) [25]. В спектроскопических измерениях наблюдается обменное расщепление значительной величины: в точке $\bar{\Gamma}$ открывается щель 2Δ порядка одной сотни мэВ [24–26]. Таким образом, справедлива оценка $\frac{\Delta}{4E_{so}} \sim 0.1$. Следовательно, если на поверхности $Bi_{1-x}(V,Mn)_x$TeI существует ДС, то спектральное размытие индуцируемого ею резонансного состояния, Γ_R, на два порядка меньше обменной щели. Иными словами, такое состояние является весьма устойчивым. За относительно долгий временной интервал $\tau_R \sim \Gamma_R^{-1}$ электронное резонансное возбуждение в баллистическом режиме успевает пройти вдоль ДС расстояние $l_R \sim \alpha\tau_R$ порядка нескольких десятков микрон [35]. Приведенные аргументы позволяют сделать вывод, что разбавленный МПР на основе BiTeI, является подходящей материальной платформой для построения прибора с целью изучения АЭХ.

Как создать на поверхности МПР магнитную текстуру с двумя параллельными ДС? Современная технология позволяет сделать это несколькими способами. Первый – это селективное легирование приповерхностной области полупроводника различными магнитными примесями. В случае BiTeI в два-три верхних трислоя Te–Bi–I вводится магнитная примесь, причем в области полосы конечной ширины вводятся, например, атомы ванадия, а в остальной области поверхности – атомы марганца, или наоборот. В процессе перемагничивания такого образца во внешнем поле $\mathbf{H} = \mathbf{e}zH$ в некотором интервале $H_1 < H < H_2$ поверхность распадается на домены с противоположным направлением намагниченности, поскольку области $Bi_{1-x}V_x$TeI и $Bi_{1-y}Mn_y$TeI имеют коэрцитивные поля различной силы, H_1 и H_2 соответственно. Варьируя тип примесных атомов и их концентрации x и y (в пределах нескольких атомных процентов), можно управлять характеристиками резонансных состояний на ДС. Другой способ заключается в использовании гетероструктуры, где на поверхность МПР, например, $Bi_{1-x}V_x$TeI, нанесен слой антиферромагнитного (АФМ) изолятора в форме полосы конечной ширины $2l$ по всей длине образца. АФМ слой должен обладать одноосной анизотропией по оси $\mathbf{e}_z$ и температурой Нееля не ниже, чем T_C МПР, его магнитная жесткость должна быть выше, чем магнитная жесткость МПР. В то время как направление примесных магнитных моментов будет удерживаться благодаря эффекту близости на интерфейсе МПР/АФМ, намагниченность остальной части поверхности МПР будет ориентироваться по внешнему полю. В результате на поверхности можно получить пару антифазнах ДС. Отметим, что и в первом и во втором случаях для создания трехдоменной текстуры требуется внешнее поле сравнительно небольшой величины, порядка 1 Тл, которое напрямую не влияет на электронную структуру МПР. Ясуда и соавт. [27] продемонстрировали возможность порождать и реконфигурировать домены в тонких пленках магнитных ТИ, применяя иглу магнитного силового микроскопа. Можно рассчитывать, что данная методика также применима к разбавленным МПР типа $Bi_{1-x}V_x$TeI.

В предлагаемой геометрии образца МПР требуется корректно определить разницу потенциалов между ДС. Нанесение на поверхности образца одного, а лучше двух омических контактов точно в области каждой ДС является нетривиальной технологической задачей. Эту проблему можно обойти, используя метод сканирующей силовой микроскопии [41], который позволил бы отследить профиль холловского электростатического потенциала при перемещении иглы от одной ДС к другой, а также вдоль ДС. При этом необходимо сохранить возможность тонко регулировать положение уровня Ферми в пределах обменной щели.

Температура появления ФМ порядка в ТИ с магнитным допированием, $T_C^{(T)}$, или в ТИ с собственным АФМ порядком, $T_N^{(T)}$, не превышает нескольких десятков градусов Кельвина [3, 6]. В свою очередь, температура перехода в режим квантования поперечной проводимости $T_Q^{(T)}$ в пленках магнитных ТИ не превышает нескольких градусов Кельвина, что заметно ниже, чем $T_C^{(T)}$ или $T_N^{(T)}$ [3, 6, 42]. В гетероструктуре полумагнитного ТИ полуквантованная холловская проводимость возникает при температуре $T_{Q/2}^{(T)}$ ниже 2 K, в то время как температура Кюри $T_C^{(T)}$ составляет около 50 K [7]. Эта разница (между $T_Q^{(T)}$ или $T_{Q/2}^{(T)}$ и $T_{C,N}^{(T)}$) обычно связывается с беспорядком в распределении магнитной примеси в ТИ, который ведет к флуктуациям величины обменной щели [42–44]. Судя по величине локальной обменной щели $2\Delta \sim 100$ мэВ и температуре Кюри $T_C^{(T)} > 100$ K беспорядок не сильно влияет на свойства МПР BiTeI, умеренно допированного V или Mn. Поэтому можно полагать, что в этом МПР материале удастся наблюдать собственный АЭХ с холловской проводимостью, близкой к полуквантованному значению $\frac{e^2}{2h}$, при температуре $T_{Q/2}^{(R)}$, которая значительно выше, чем $T_Q^{(T)}$ или $T_{Q/2}^{(T)}$ в магнитных ТИ.

Заключение. В то время как квантованный транспортный отклик 2D топологических состояний в пленках магнитных 3D ТИ подробно изучен, такие важные явления как АЭХ и магнитосопротивление в МПР не были до сих пор продемонстрированы. В настоящей работе мы выявили специфику собственной поперечной проводимости, которая связана с присутствием магнитных ДС. На границе доменов с противоположной намагниченностью, перпендикулярной поверхности, благодаря топологическим особенностям поверхностной зонной структуры МПР возникает 1D резонансное состояние. Когда расщепление Рашба превышает обменное расщепление, это состояние показывает квазилинейную дисперсию с малым спектральным уширением, спиновую поляризацию и значительную пространственную локализацию вблизи ДС. Резонансные состояния могут вносить существенный вклад в транспортный отклик МПР. Показано, что при относительно слабом обменном расщеплении собственная холловская проводимость в магнитной текстуре с двумя параллельными ДС может достигать полуквантованного значения. Мы предлагаем использовать материал $Bi_{1-x}(V,Mn)_xTeI$ со специально подготовленной поверхностью в качестве платформы для экспериментальной проверки теоретических результатов. Наше исследование углубляет понимание взаимосвязи магнитного упорядочения и топологических особенностей электронной зонной структуры за рамками класса ТИ.

Авторы выражают благодарность Пудалову В.М. и Кунцевичу А.Ю. за обсуждение результатов работы.

Финансирование работы. Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского Государственного Университета, проект # 116812735 (Е. В. Чулков).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. X. L. Qi and S. C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
3. Y. Tokura, K. Yasuda, and A. Tsukazaki, Nat. Rev. Phys. **1**, 126 (2019).
4. C. Z. Chang, J. Zhang, X. Feng et al. (Collaboration), Science **340**, 167 (2013).
5. K. He, Y. Y. Wang, and Q. K. Xue, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **9**, 329 (2018).
6. C.-Z. Chang, C.-X. Liu, and A. H. Macdonald, Rev. Mod. Phys. **95**, 011002 (2023).
7. M. Mogi, Y. Okamura, M. Kawamura, R. Yoshimi, K. Yasuda, A. Tsukazaki, K. S. Takahashi, T. Morimoto, N. Nagaosa, M. Kawasaki, Y. Takahashi, and Y. Tokura, Nat. Phys. **18**, 390 (2022).
8. A. Sekine and K. Nomura, J. Appl. Phys. **129**, 141101 (2021).
9. O. Breunig and Y. Ando, Nature Reviews Physics **4**, 184 (2022).
10. Q. L. He, T. L. Hughes, N. P. Armitage, Y. Tokura, and K. L. Wang, Nat. Mater. **21**, 15 (2022).
11. D. Xiao, M. C. Chang, and Q. Niu, Rev. Mod. Phys. **82**, 1959 (2010).
12. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010).
13. T. Jungwirth, Q. Niu, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **88**, 2070208 (2002).
14. D. Culcer, A. H. MacDonald, and Q. Niu, Phys. Rev. B **68**, 045327 (2003).
15. T. S. Nunner, N. A. Sinitsyn, M. F. Borunda, V. K. Dugaev, A. A. Kovalev, Ar. Abanov, C. Timm, T. Jungwirth, J.-i. Inoue, A. H. MacDonald, and J. Sinova, Phys. Rev. B **76**, 235312 (2007).
16. V. K. Dugaev, P. Bruno, M. Taillefumier, B. Canals, and C. Lacroix, Phys. Rev. B **71**, 224423 (2005).
17. Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
18. Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, JETP Lett. **39**, 78 (1984).
19. G. Bihlmayer, O. Rader, and R. Winkler, New J. Phys. **17**, 050202 (2015).
20. G. Landolt, S. V. Eremeev, Yu. M. Koroteev, B. Slomski, S. Muff, M. Kobayashi, V. N. Strocov, T. Scmitt, Z. S. Aliev, M. B. Babanly, I. R. Amiraslanov, E. V. Chulkov, J. Osterwalder, and J. H. Dil, Phys. Rev. Lett. **109**, 116403 (2012).
21. H. Bentmann, F. Forster, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, L. Moreschini, M. Grioni, and F. Reinert, Europhys. Lett. **87**, 37003 (2009).
22. S. Mathias, A. Ruffing, F. Deicke, M. Wiesenmayer, I. Sakar, G. Bihlmayer, E. V. Chulkov, Yu. M. Koroteev, P. M. Echenique, M. Bauer, and M. Aeschlimann, Phys. Rev. Lett. **104**, 066802 (2010).
23. K. Ishizaka, M. S. Bahramy, H. Murakawa et al. (Collaboration), Nat. Mater. **10**, 521 (2011).
24. I. I. Klimovskikh, A. M. Shikin, M. M. Otrokov, A. Ernst, I. P. Rusinov, O. E. Tereshchenko, V. A. Golyashov, J. Sanchez-Barriga, A. Yu. Varykhalov, O. Rader, K. A. Kokh, and E. V. Chulkov, Sci. Rep. **7**, 3353 (2017).

25. A. M. Shikin, A. A. Rybkina, I. I. Klimovskikh, O. E. Tereshchenko, A. S. Bogomyakov, K. A. Kokh, A. Kimura, P. N. Skirdkov, K. A. Zvezdin, and A. K. Zvezdin, 2D Mater. **4**, 025055 (2017).
26. A. M. Shikin, A. A. Rybkina, D. A. Estyunin et al. (Collaboration), Sci. Rep. **11**, 23332 (2021).
27. K. Yasuda, M. Mogi, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, F. Kagawa, and Y. Tokura, Science **358**, 1311 (2017).
28. J. G. Checkelsky, J. T. Ye, Y. Onose, Y. Iwasa, and Y. Tokura, Nat. Phys. **8**, 729 (2012).
29. E. K. Petrov, V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, M. Hoffmann, A. Ernst, M. M. Otrokov, V. K. Dugaev, T. V. Menshchikova, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **103**, 235142 (2021).
30. I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **104**, 035411 (2021).
31. В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **114**, 768 (2021).
32. V. N. Men'shov, I. A. Shvets, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **106**, 205301 (2022).
33. В. Н. Меньшов, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **117**, 147 (2023).
34. I. T. Rosen, E. J. Fox, X. Kou, L. Pan, K. L. Wang, and D. Goldhaber-Gordon, npj Quantum Mater. **2**, 69 (2017).
35. I. P. Rusinov, V. N. Men'shov, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **110**, 195405 (2024).
36. A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, Nat. Mater. **14**, 871 (2015).
37. G. Bihlmayer, P. Noel, D. V. Vyalikh, E. V. Chulkov, and A. Manchon, Nat. Rev. Phys. **4**, 642 (2022).
38. В. Н. Меньшов, И. А. Швец, Е. В. Чулков, Письма в ЖЭТФ **110**, 777 (2019).
39. I. P. Rusinov, I. A. Nechaev, S. V. Eremeev, C. Friedrich, S. Blugel, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **87**, 205103 (2013).
40. S. V. Eremeev, I. A. Nechaev, Yu. M. Koroteev, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. Lett. **108**, 246802 (2012).
41. K. Panos, R. R. Gerhardts, J. Weis, and K. v. Klitzing, New J. Phys. **16**, 113071 (2014).
42. L. Pan, X. Liu, Q. L. He, A. Stern, G. Yin, X. Che, Q. Shao, P. Zhang, P. Deng, C.-Y. Yang, B. Casas, E. S. Choi, J. Xia, X. Kou, and K. L. Wang, Sci. Adv. **6**, eaaz3595 (2020).
43. C.-Z. Chang, W. Zhao, J. Li, J. Jain, C. Liu, J. S. Moodera, and M. H. Chan, Phys. Rev. Lett. **117**, 126802 (2016).
44. I. Lee, C. K. Kim, J. Lee, S. J. L. Billinge, R. Zhong, J. A. Schneeloch, T. Liu, T. Valla, J. M. Tranquada, G. Gu, and J. C. S. Davis, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **112**, 1316 (2015).