

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Топологические полуметаллы:
поверхностный транспорт и спиновые эффекты*

Э.В. Девятков

Современный интерес к топологическим эффектам в физике твёрдого тела в значительной степени сместился с топологических изоляторов к топологическим полуметаллам, в частности, к вейлевским полуметаллам как наиболее рафинированному представителю данного класса материалов. Как и для других топологических систем, топологических изоляторов и квантового эффекта Холла, для топологических полуметаллов характерно наличие поверхностных состояний в электронном спектре, которые характеризуются линейным законом дисперсии. В отличие от геликоидальных поверхностных состояний в топологических изоляторах, поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах являются киральными, как в черновском изоляторе, что позволяет рассматривать вейлевские полуметаллы как трёхмерный аналог квантового эффекта Холла. При этом ключевой экспериментальной задачей является выделение вклада поверхностных состояний в свойства полуметалла в условиях наличия значительной объёмной проводимости таких материалов в силу бесщелевого объёмного спектра, что значительно затрудняет экспериментальные исследования. Следует также отметить, что благодаря жёсткой связи между импульсом и спином (*spin-momentum locking*) в топологическом поверхностном состоянии, вейлевские полуметаллы представляют собой интересный объект для исследования спин-зависимых явлений. В данном обзоре представлены результаты многолетних экспериментальных исследований транспортных свойств топологических полуметаллов, а именно: транспорт в условиях сверхпроводящего эффекта близости; спин-зависимый транспорт; выделение вклада поверхностных состояний в магнитном отклике; нелинейный эффект Холла как прямая демонстрация ненулевой кривизны Берри в топологических полуметаллах. Также обсуждаются возможности практических применений этого класса топологических систем.

Ключевые слова: топологические полуметаллы, сверхпроводящий эффект близости, спин-зависимый транспорт, нелинейный аномальный эффект Холла

PACS numbers: 71.30.+h, 73.40.Qv

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.039962>

Содержание

- Введение. Представление о топологических полуметаллах (473).**
 - 1.1. Топологические изоляторы.
 - 1.2. Квантовый эффект Холла. Симметрия поверхностных состояний.
 - 1.3. Кривизна Берри. Топологические инварианты.
 - 1.4. Вейлевские полуметаллы.
 - 1.5. Финальные замечания.
- Постановка задачи (477).**
- Геометрия эксперимента (478).**
- Сверхпроводящий эффект близости (478).**
 - 4.1. Распределение джозефсоновского тока.
 - 4.2. Джозефсоновский ток на поверхности магнитного вейлевского полуметалла.
 - 4.3. Одиночный андреевский контакт.
 - 4.4. Возвратная сверхпроводимость в SN и SNS структурах на основе немагнит-

ного топологического полуметалла GeTe. 4.5. Заключительные замечания.

- Спин-зависимое рассеяние (483).**
- Магнитный отклик поверхностных состояний (485).**
- Нелинейный аномальный эффект Холла (486).**
- Заключение. Возможные применения (488).**
- Список литературы (488).**

1. Введение. Представление
о топологических полуметаллах

Как это часто бывает в физике, введённые однажды термины могут менять своё значение, иногда — очень заметно. Например, в современной физике твёрдого тела линейный спектр носителей заряда принято называть дираковским, хотя исходно, при построении релятивистской квантовой механики, дираковский спектр описывал частицу с ненулевой массой, в то время как линейный спектр назывался вейлевским. Сейчас, в рам-

Э.В. Девятков

- (1) Институт физики твёрдого тела РАН,
ул. Академика Осипьяна 2, 142432 Черноголовка,
Московская обл., Российская Федерация
(2) Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: dev@issp.ac.ru

Статья поступила 30 июня 2025 г.

* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 23 апреля 2025 г. (см. УФН 196 (5) 449 (2026))

как физики твёрдого тела, понятие вейлевского спектра используется для описания достаточно сложных систем, известных как вейлевские полуметаллы. Одновременно с этим поменял своё значение и сам термин полуметалл — в классических учебниках [1] так называются материалы (висмут, сурьма и некоторые другие), в которых валентная зона и зона проводимости имеют перекрытие по энергии, но их вершины разнесены в пространстве импульсов, так что зоны не пересекаются. В наше время топологическими полуметаллами называют материалы, где есть не только инверсия, но и пересечение зон, при этом вырождение уровней энергии определяется дополнительными симметричными ограничениями [2]. В этом смысле топологические полуметаллы ближе к топологическим изоляторам, чем к обычным полуметаллам из классических учебников [1].

1.1. Топологические изоляторы

Основные черты топологического изолятора были предсказаны в работе Волкова и Панкратова [3], выполненной для трёхмерного случая задолго до возникновения широкого интереса к этому явлению. Прежде всего, речь идёт о системах с инверсией объёмного спектра, возникающей в некоторых материалах (например, Bi_2Te_3) [4]. Сама по себе инверсия может возникать уже в приближении сильной связи [1] при образовании зонной структуры из уровней отдельных атомов: в данном приближении априори нет требования совпадения исходной систематики атомных уровней и порядка следования полученных из них зон, всё определяется величиной и знаком соответствующих констант [1]. В материалах с инверсией дырочная зона лежит выше (по энергии) чем электронная, в точности наоборот к привычной картине прямого энергетического спектра в твёрдом теле (рис. 1). При этом, вообще говоря, должна существовать линия пересечения зон в пространстве импульсов (узловая линия), так что спектр инверсной системы мог бы ожидать бесщелевым. Однако, состояния на узловой линии двукратно вырождены по энергии, и как обычно в

теории возмущений, любое слабое возмущение снимает вырождение и приводит к расталкиванию зон, т.е. к открытию энергетической щели вдоль узловой линии (см. рис. 1). При нахождении уровня Ферми в щели, такой материал с точки зрения объёмных свойств будет изолятором [1].

Иначе обстоит ситуация с краевыми эффектами. Авторы работы [3] рассмотрели край образца из такого материала как плавный переход к материалу с прямозонным (обычным, неинвертированным) спектром. При прохождении такого перехода зоны, очевидно, меняются местами, т.е. сначала инверсная щель уменьшается до нуля, потом начинает нарастать прямая щель в спектре. Закон, по которому меняется щель, зависит от конкретных материалов и устройства границы, а вот само наличие точки смены типа спектра вблизи границы между материалами определяется лишь необходимостью сменить спектр с инверсного на прямой, т.е. достаточно общими, топологическими, соображениями. Вблизи точки перестройки зон возникает [3] интерфейсное бесщелевое состояние (в терминах авторов — вейлевское, в современной терминологии — дираковское), характеризующееся двумя спин-расщеплёнными противоположно-направленными модами. Частным случаем рассмотренной в работе [3] задачи является контакт инверсного материала с вакуумом: физическая граница образца, объёмный спектр которого характеризуется инверсией зон, является потенциальным барьером и для электронов, и для дырок, что требует перестройки спектра с инверсного на прямой.

Таким образом, топологический изолятор характеризуется щелью в объёмном спектре и топологически защищёнными (по крайней мере — в смысле их существования) бесщелевыми краевыми состояниями [5, 6].

1.2. Квантовый эффект Холла.

Симметрия поверхностных состояний

Другим примером топологически нетривиальной системы является режим квантового эффекта Холла, где киральные (направленные) краевые состояния возникают в квантующем магнитном поле, опять-таки при отсутствии объёмной проводимости (см. обзор [7]). В этом случае щель в объёмном спектре возникает как щель между эквидистантными уровнями Ландау, которые в силу наличия краевого потенциала загибаются вверх у края образца [8]. При целом числе полностью заполненных уровней Ландау, уровень Ферми лежит в щели объёмного спектра, в то время как на краю все заполненные уровни Ландау пересекают уровень Ферми, т.е. даже при щели в объёме на краю есть делокализованные состояния. Такие одномерные состояния, расположенные вдоль края по линии пересечения уровня Ферми и уровней Ландау, были названы токнесущими краевыми состояниями [9], их рассмотрение позволяет как качественно так и количественно описать транспорт в режиме целочисленного квантового эффекта Холла [8]. Направление их распространения (групповая скорость электронов) определяется загибом уровня Ландау на краю [8], иными словами — нормалью к краю и направлением магнитного поля, что и определяет киральный характер таких состояний. Таким образом, противоположно направленные состояния сосредоточены у разных краёв образца (рис. 2), именно этот факт определяет совершенную защиту от рассеяния назад в режиме кван-

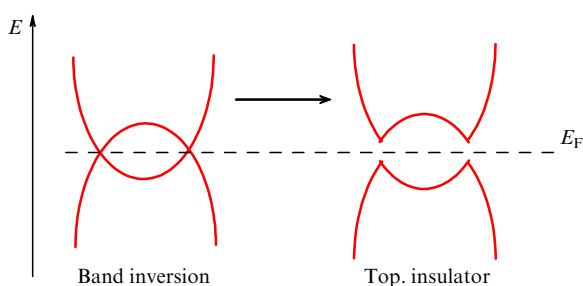


Рис. 1. Схематическое изображение инверсии объёмного спектра, возникающей в некоторых материалах, например, Bi_2Te_3 . В материалах с инверсией дырочная зона лежит выше (по энергии) чем электронная, в точности наоборот к привычной картине прямого энергетического спектра в твёрдом теле. При этом, вообще говоря, должна существовать линия пересечения зон в пространстве импульсов (узловая линия), так что спектр инверсной системы мог бы ожидать бесщелевым (левая схема на рисунке). Однако, состояния на узловой линии двукратно вырождены по энергии, и как обычно в теории возмущений, любое слабое возмущение снимает вырождение и приводит к расталкиванию зон, т.е. к открытию энергетической щели вдоль узловой линии, как изображено справа. При нахождении уровня Ферми в открывшейся щели, такой материал с точки зрения объёмных свойств будет изолятором, а с точки зрения краевых (поверхностных) эффектов — топологическим изолятором [3].

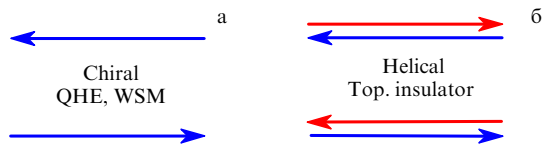


Рис. 2. Симметрия краевых состояний. Киральные краевые состояния целочисленного квантового эффекта Холла (QHE) [7] (а) и геликоидальные краевые состояния в двумерном топологическом изоляторе [11] (б). Каждое краевое состояние в топологическом изоляторе представляет собой как бы пару состояний квантового эффекта Холла, распространяющихся вдоль одного и того же края образца в противоположных направлениях [10], и при этом расщеплённых по спину, что отмечено разными цветами стрелок. С точки зрения симметрии поверхностных состояний, топологический вейлевский полуметалл (WSM) является обобщением черновского изолятора (режима квантового эффекта Холла) на трёхмерный случай и нулевого внешнего магнитного поля [2].

тового эффекта Холла в макроскопических образцах и идеальное квантование холловского сопротивления [8].

В отличие от режима квантового эффекта Холла, краевые состояния топологического изолятора возникают в отсутствие магнитного поля и обладают симметрией по отношению к обращению времени [5, 6]. Образно выражаясь, каждое краевое состояние в топологическом изоляторе представляет собой как бы пару состояний квантового эффекта Холла, распространяющихся вдоль одного и того же края образца в противоположных направлениях [10] (см. рис. 2), т.е. оно является ненаправленным геликоидальным, но при этом спин-расщеплённым краевым состоянием [11]. В этом случае защита от рассеяния назад перестаёт быть совершенной хотя направление движения носителя заряда вдоль края жёстко связано со спиновой поляризацией этого носителя, т.е. рассеяние назад должно в обязательном порядке сопровождаться изменением спина, нет запрета на двухчастичные процессы одновременного рассеяния противоположно распространяющихся частиц, что и ограничивает [12–14] точность квантования сопротивления [11] в топологических изоляторах (см. подробнее в обзоре [4]).

Из описанного выше понятно, что сам режим квантового эффекта Холла возможен только для двумерных систем, когда размерное квантование в потенциальной яме запрещает движение носителя заряда вдоль магнитного поля, и в объёмном спектре есть щель между соседними уровнями Ландау [7]. Топологические изоляторы возможны как в двумерных, так и в трёхмерных системах, наличие объёмной щели тут не зависит от размерности и важно прежде всего наличие инверсии зон [5, 6].

С точки зрения симметрии топологических поверхностных состояний, топологический Вейлевский полуметалл является обобщением черновского изолятора (режима квантового эффекта Холла) на трёхмерный случай и нулевого внешнего магнитного поля [15]. При этом, прежде всего, возникает вопрос о происхождении киральных поверхностных состояний без внешнего магнитного поля.

1.3. Кривизна Берри. Топологические инварианты

Для дальнейшего изложения будут полезно вспомнить несколько особенностей блоховских функций электронов в кристалле [2], которые не рассматриваются в классических учебниках [1] по физике твёрдого тела.

Прежде всего, для кристаллического твёрдого тела блоховские функции инвариантны относительно локаль-

ного сдвига фазы в пространстве импульсов. А именно, легко показать прямым вычислением, что если $\psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n,\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ — является блоховской функцией для электрона в кристалле, т.е. является собственной функцией гамильтониана электрона в периодическом потенциале, то $\psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \exp(i\phi(\mathbf{k}))u_{n,\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ так же собственная (блоховская) функция для того же самого гамильтониана, при любой, зависящей от импульса, фазе $\phi(\mathbf{k})$.

В таком случае, можно определить величину $\mathbf{A}_n = -i \langle u_{n,\mathbf{k}} | \nabla_{\mathbf{k}} | u_{n,\mathbf{k}} \rangle$, имеющую смысл эффективного вектор-потенциала в пространстве импульсов: при локальном сдвиге фазы $\phi_n(\mathbf{k})$ в пространстве импульсов $|u_{n,\mathbf{k}}\rangle$ переходит в $\exp(i\phi_n(\mathbf{k}))|u_{n,\mathbf{k}}\rangle$, а \mathbf{A}_n переходит в $\mathbf{A}_n + \nabla_{\mathbf{k}}\phi_n(\mathbf{k})$. Эффективное магнитное поле (кривизна Берри) вводится обычным образом как $\mathbf{F}_n = \nabla_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}_n$, именно его ненулевое значение приводит к появлению холловского члена $\sim e\mathbf{E} \times \mathbf{F}$ в уравнении движения электрона в реальном пространстве, и, в конечном итоге, определяет топологическую нетривиальность (наличие киральных поверхностных состояний) вейлевского полуметалла.

Дальнейшие рассуждения можно провести по аналогии с режимом квантового эффекта Холла [16]. Посчитанный по зоне Бриллюэна интеграл

$$\oint_{\text{BZ}} \mathbf{F} d\mathbf{k} = 2\pi C$$

при ненулевом и целом значении числа Черна C определяет квантование холловской проводимости. Число Черна C в таком понимании было введено Таулессом для двумерных электронных систем в магнитном поле и так же известно как инвариант TKNN [16]. В режиме квантового эффекта Холла он имеет понятный физический смысл: C равно числу точек пересечения уровня Ферми уровнями Ландау на краю образца, т.е. числу краевых состояний. Целое значение C соответствует целому числу заполненных уровней Ландау, т.е. бездиссипативному транспорту в режиме квантового эффекта Холла [8]. Обычный изолятор в этом описании соответствует нулевому числу Черна $C = 0$.

Для общности следует отметить, что для геликоидальных краевых состояний в топологических изоляторах имеет значение только чётность количества точек пересечения уровня Ферми проводящим состоянием на краю образца, что и отражается [5] в топологическом инварианте Z_2 , который считается аналогичным числу Черна образом. Впоследствии понятие Z_2 инварианта было распространено (с неизбежными математическими усложнениями) на трёхмерные системы [6].

Основной проблемой такого рода топологической классификации, несмотря на теоретическую красоту, является её в некотором смысле ретроспективность. В реальных системах всегда есть межэлектронное взаимодействие, вообще говоря, достаточно сильное. Считается, что описанная классификация может быть распространена на случай наличия взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла, однако это на данный момент неочевидно для топологических изоляторов и топологических полуметаллов. Соответственно, поиск топологических материалов ведётся экспериментально среди систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием и инверсией объёмного спектра, в основном при помощи ARPES (фотоэмиссии с угловым разрешением) (см., например, работы [17, 18] для топологических изоляторов).

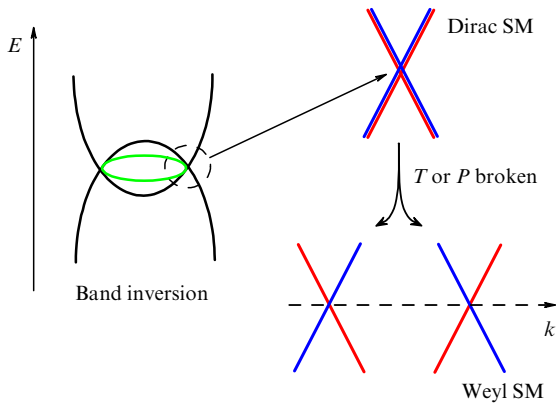


Рис. 3. Образование объёмного спектра вейлевского полуметалла. В отличие от топологического изолятора (см. рис. 1), в случае топологического полуметалла симметричные ограничения со стороны кристаллической решётки требуют сохранения вырождения в некоторых точках на узловой линии (отмечена красным), называемых в этом случае дираковскими точками. В малой окрестности дираковских точек спектр линейен и вырожден по спину, т.е. дираковский полуметалл (как пример — Cd_3As_2 , NiTi_2) представляет собой трёхмерный аналог графена. Для вейлевского спектра, в силу нарушения в кристалле симметрии инверсии (P — например, в WTe_2) или по обращению времени (T — например, в $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$), каждая, исходно вырожденная по спину, дираковская точка расщепляется по импульсу на два вейлевских узла, находящихся при одной энергии и характеризующихся различной киральностью (цвет обозначает проекцию спина, наклон даёт знак скорости) [2].

1.4. Вейлевские полуметаллы

В зависимости от вида объёмного спектра, в наше время различают дираковские, вейлевские полуметаллы, киральные полуметаллы и полуметаллы с узловой линией [2]. Наиболее ясное, рафинированное, представление о понятии топологического полуметалла и введении киральных поверхностных состояний даёт рассмотрение вейлевского полуметалла.

Как и для топологического изолятора, мы стартуем с материала с инверсией зон, где слабое возмущение снимает вырождение и приводит к открытию энергетической щели вдоль узловой линии (см. рис. 1). Однако в случае топологического полуметалла, на систему наложены дополнительные симметричные ограничения со стороны кристаллической решётки. Симметрия требует сохранения вырождения в некоторых (в простейшем случае поворотной оси — двух) точках на узловой линии, называемых в этом случае дираковскими точками (рис. 3). Объёмный спектр такого материала (дираковского полуметалла в современной терминологии) оказывается бесщелевым, по сути дираковский полуметалл представляет собой трёхмерный аналог графена [2].

Потребуем теперь дополнительно нарушения симметрии по отношению к обращению времени или по наличию центра инверсии [2]. При этом каждая (исходно вырожденная по спину) дираковская точка расщепляется по импульсу на два вейлевских узла, находящихся при одной энергии и характеризующихся различной киральностью (см. рис. 3). Именно такой объёмный спектр характерен для вейлевских полуметаллов и приводит к появлению киральных поверхностных состояний.

Есть несколько способов ввести поверхностные состояния для вейлевских полуметаллов [2], рассмотрим один из них. Основной проблемой при введении поверхностных состояний является необходимость проводить

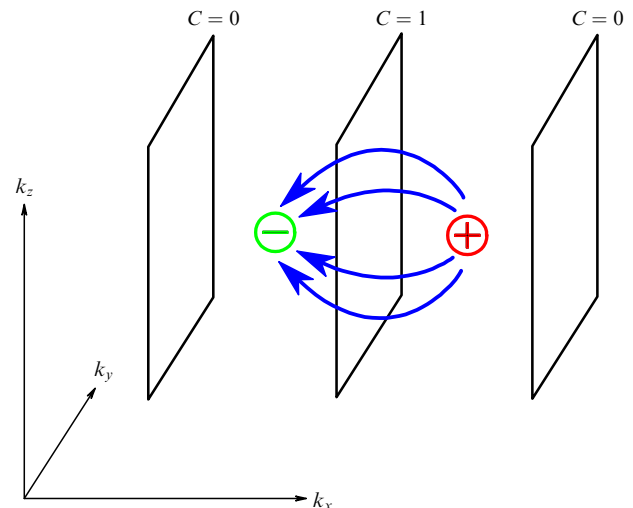


Рис. 4. Представление трёхмерного вейлевского полуметалла как стопки двумерных плоскостей в пространстве импульсов [2]. Для плоскостей, соответствующих значениям k_x между вейлевскими узлами, кривизна Берри не равна нулю (эффективное магнитное поле $\mathbf{F}_n = \nabla_k \times \mathbf{A}_n$ направлено от одного вейлевского узла к другому). Они характеризуются ненулевым числом Черна $C \neq 0$. Для каждой из этих топологически нетривиальных плоскостей следует ввести одно ($C = 1$) или более (при $C > 1$) киральных одномерных краевых состояний, так как это делается для обычного режима целочисленного квантового эффекта Холла в двумерных системах. Сумма всех одномерных киральных состояний формирует уже двумерное киральное поверхностное состояние типа ферми-арки на поверхности кристалла.

рассуждения в трёхмерном пространстве импульсов. В таком случае удобно свести задачу к двумерной, выделив одну из осей, например, k_x . Исходя из симметрии задачи, выделенное направление k_x — это линия между соседними вейлевскими узлами, т.е. мы можем представить трёхмерную систему как набор двумерных плоскостей (k_y, k_z), перпендикулярных выделенной оси, каждая из которых характеризуется некоторым значением импульса k_x (рис. 4).

С точки зрения введённой выше кривизны Берри, такие плоскости делятся на два типа: (i) все плоскости, соответствующие значениям k_x между соседними, отличающимися киральностью, вейлевскими узлами, для них кривизна Берри не равна нулю. Эффективное магнитное поле $\mathbf{F}_n = \nabla_k \times \mathbf{A}_n$ направлено от одного вейлевского узла к другому, в уравнении движения электрона в реальном пространстве есть холловский член $\sim e\mathbf{E} \times \mathbf{F}$, и, соответственно, все эти плоскости характеризуются ненулевым числом Черна $C \neq 0$; (ii) Все остальные плоскости, которые лежат вне этой области значений k_x , являются топологически тривиальными ($C = 0$) в силу нулевой кривизны Берри.

Для каждой из топологически нетривиальных плоскостей с ненулевым числом Черна следует ввести одно ($C = 1$) или более (при $C > 1$) киральных одномерных краевых состояний, так как это делается для обычного режима целочисленного квантового эффекта Холла, при этом кривизна Берри выступает в роли эффективного магнитного поля. Для всего трёхмерного кристалла, рассматриваемого как совокупность двумерных плоскостей в k -пространстве, сумма всех одномерных киральных состояний каждой топологически нетривиальной плоскости формирует уже двумерное киральное поверхностное состояние. В пространстве импульсов оно будет представлено ферми-аркой на поверхности, соединяющей проекции вейлев-

ских узлов на данную поверхность кристалла [2]. На противоположных поверхностях ферми-арки направлены навстречу друг другу, так что бездиссипативный (переносимый основным состоянием) ток опоясывает образец.

1.5. Финальные замечания

К описанной выше картине необходимо сделать несколько замечаний.

1. В логике данного рассмотрения, вейлевский полуметалл обязательно трёхмерен [2]: вейлевские узлы разнесены на конечное расстояние в направлении, перпендикулярном двумерным плоскостям на рис. 4. Это утверждение соответствует эксперименту — хорошо известно, что трёхмерный WTe_2 является одним из наиболее ярких представителей немагнитных вейлевских полуметаллов, но отщеплённый от него монослой — так же хорошо известный двумерный топологический изолятор.

2. Введённый так вейлевский полуметалл является с точки зрения объёмных свойств либо магнито-упорядоченным — ферромагнетиком или антиферромагнетиком (дираковский узел расщеплён на два вейлевских в силу нарушения симметрии по отношению к обращению времени), либо ферроэлектриком (сегнетоэлектриком) [2, 19], если нарушена симметрия по отношению к центру инверсии. В любом случае материал характеризуется бесщелевым объёмным спектром [2], т.е. заметной объёмной проводимостью, что делает немагнитные вейлевские полуметаллы так же представителями класса полярных металлов [20–23].

3. Сама описанная выше картина существования одного кирального поверхностного состояния, соединяющего проекции на поверхность двух вейлевских узлов и направленного в противоположные стороны на противоположных гранях кристалла предполагает нарушение симметрии по отношению к обращению времени (течёт кольцевой диамагнитный ток). В таком простейшем виде она может быть справедлива лишь в наиболее простом и идеализированном случае — магнитный вейлевский полуметалл с одной парой вейлевских узлов. В немагнитных материалах (с нарушением симметрии инверсии) возникают встречно направленные состояния, происходящие от (минимум) двух пар вейлевских узлов (рис. 5)

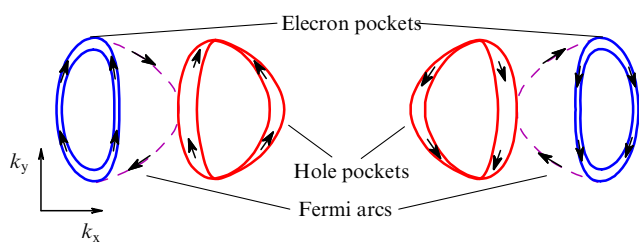


Рис. 5. Схема расположения ферми-арок на поверхностной зоне Бриллюэна и спин-поляризованных спиновых карманов в объёмном спектре для немагнитного вейлевского полуметалла WTe_2 . В данном материале в силу наклона вейлевских конусов (полуметалл второго типа) присутствуют объёмные электроны и дырки, подобно классическим полуметаллам, наряду с встречно-направленными ферми-арками на поверхности, соединяющими проекции вейлевских узлов. Линия расщепления вейлевских узлов совпадает с b -осью кристалла, так что выделенное направление распространения носителей во встречно направленных киральных арках совпадает с направлением a в сильно анизотропном WTe_2 . Стрелки указывают проекции спина в поверхностных состояниях. (Рисунок из работы [27] на основании ARPES измерений [25, 26].)

для WTe_2 . В некоторых материалах количество узлов может достигать до 32 (семейство TaAs) [2].

С точки зрения исследования физических свойств топологических поверхностных состояний, естественно использовать материалы с минимальным количеством пар вейлевских узлов. При этом детальную информацию о структуре поверхностных состояний можно получить из измерений ARPES [24], которые по сути позволяют визуализировать ферми-арки и являются лучшим подтверждением справедливости изложенной выше картины, массу примеров см. в [2]. На рисунке 5 представлен пример схемы ферми-арок на поверхностной зоне Бриллюэна для немагнитного вейлевского полуметалла WTe_2 , построенной по ARPES измерениям [25, 26].

2. Постановка задачи

Основной вопрос к эксперименту — можно ли увидеть вклад топологических состояний типа ферми-арок в транспортном эксперименте, по аналогии с тем, как транспортные измерения позволяют изучать краевой транспорт в режиме целочисленного квантового эффекта Холла?

Транспортный эксперимент осложняется обязательным наличием объёмного переноса заряда в силу бесщелевого спектра вейлевских полуметаллов, а так же необходимостью отделить вклад топологического транспорта по поверхностным состояниям от тривиальных поверхностных эффектов, связанных, например, с загибом зон у поверхности образца [28–30].

В литературе о вейлевских полуметаллах есть два уже ставших классическими транспортных эффекта — аномальный эффект Холла и киральная аномалия. Вкратце, речь идёт о следующем.

1. Для вейлевского полуметалла, как и для любой проводящей системы, во внешнем магнитном поле должен наблюдаться обычный эффект Холла, т.е. прямая пропорциональность холловского сопротивления внешнему магнитному полю. Однако, для магнитного вейлевского полуметалла, холловский сигнал не исчезает при уменьшении поля до нуля. Именно, в нулевом магнитном поле холловский сигнал определяется бездиссипативным (диамагнитным) током кирального поверхностного состояния. Этот сигнал сменит знак при перемагничивании объёма образца внешним магнитным полем, иными словами, для таких систем наблюдается петля гистерезиса в холловском сопротивлении, что и называется аномальным эффектом Холла [2]. Формально говоря, аномальный эффект Холла является наиболее очевидным проявлением кирального поверхностного транспорта в магнитных топологических полуметаллах.

2. Киральная аномалия проявляется как отрицательное магнетосопротивление топологического полуметалла в области малых магнитных полей. Суть эффекта заключается в том, что при совпадении направлений магнитного и электрического полей (магнитного поля и тока через образец), возникает разбаланс носителей на нулевых уровнях Ландау в вейлевских узлах, что приводит к росту проводимости, и, соответственно, падению сопротивления в магнитном поле [2]. Эффект, очевидно, сильно зависит от угла между полем и током, что и лежит в основе его экспериментальной демонстрации.

Оба эффекта являются макроскопическими и потому хорошо измеримыми, но не дают убедительных под-

тверждений топологичности исследуемых материалов. Физика твёрдого тела знает различные механизмы, приводящие к отрицательному магнетосопротивлению (например, слабая локализация), в качестве примера можно привести недавнюю работу [31]. Что же касается аномального эффекта Холла, он может возникать и в топологически тривиальных системах в силу различных типов спин-зависимого рассеяния.

В итоге, требуется представить эксперименты, в которых может быть однозначно идентифицирован вклад транспорта по киральным поверхностным состояниям.

3. Геометрия эксперимента

Для любых транспортных экспериментов с топологическими полуметаллами прежде всего необходимо задать желаемую в конкретном эксперименте конфигурацию контактов. Напрямую, в данном случае мы не можем использовать методы, разработанные для двумерных полупроводниковых систем: в последнем случае изготовление транспортного образца начинается с вытравливания его границы, мезы, путём убирания всех слоёв вплоть до квантовой ямы (типично — около 200 нм). Вейлевский полуметалл по определению трёхмерный объект, и попытка задать его форму травлением привела бы к границе мезы толщиной около микрона. Подобный перепад высот не подходит для перекрытия любыми типами напыления (да и резистами при литографии). Можно было бы пытаться использовать эпитаксиальные плёнки различной толщины, пытаясь не выйти из трёхмерного режима, но этот путь более подходит для приложений, для исследовательских целей крайне желательно работать с монокристаллом.

Тем не менее, чтобы использовать все достижения современной полупроводниковой технологии, можно перевернуть процесс, подобно тому как это делалось на ранних этапах исследования графена. Именно, желаемая конфигурация контактов создаётся на поверхности оксидированного кремния стандартными литографическими методами — литография, напыление тонких плёнок (50–200 нм в зависимости от материала плёнки и задачи), взрывная литография (лифт-офф процесс) (рис. 6).

После изготовления матрицы контактов, на них кладётся тонкая чешуйка (флейк) исследуемого материала, как показано на рис. 6а. Сама чешуйка получается методом механической эксфолиации от объёмного монокристалла слоя, толщиной около 1 мкм и латеральным размером около 100 мкм. Большинство топологических полуметаллов обладают слоистой структурой, и процесс отслаивания не представляет особых сложностей. Из полученных флейков выбираются самые совершенные (плоскопараллельные, с минимальным количеством видимых дефектов поверхности). После размещения флейка в желаемом месте матрицы контактов, он однократно прижимается к ней чистой поверхностью оксидированного кремния, для недопущения случайных сдвигов и контроля усилия прижима используется специальная металлическая рамка. По окончании процесса прижимающая поверхность убирается, в дальнейшем флейк свободно лежит на контактах.

Данная методика позволяет создавать как нормальные (золото), так и сверхпроводящие (индий, ниобий), а так же ферромагнитные (никель, пермаллой) контакты

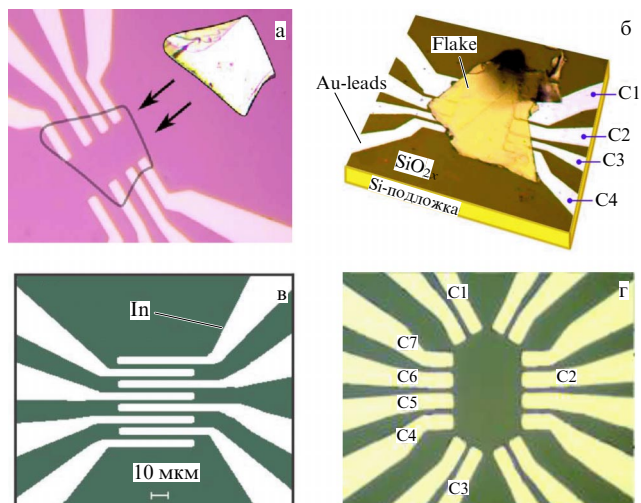


Рис. 6. Метод изготовления заданной конфигурации контактов к трёхмерным проводящим чешуйкам топологических полуметаллов. Желаемая конфигурация контактов создаётся на поверхности оксидированного кремния стандартными литографическими методами. (а) На контакты кладётся и однократно прижимается тонкая чешуйка (флейк) исследуемого материала. (б) Конечный образец, флейк свободно лежит на контактах. Для большинства материалов, контакты выдерживают повторные термоциклирования без ухудшения их свойств. Кроме того, рабочая поверхность кристалла, прижатая к матрице контактов, защищена от влияния окружающей среды. (в) Различные конфигурации контактов, для исследования эффекта Джозефсона и (г) нелинейного аномального эффекта Холла.

высокого качества. В частности, прозрачность полученных контактов, хотя и варьируется от образца к образцу, позволяет реализовать в том числе и протекание джозефсоновского тока по поверхности вейлевского полуметалла. Для большинства материалов, контакты выдерживают повторные термоциклирования без ухудшения их свойств. Кроме того, рабочая поверхность кристалла, прижатая к матрице контактов, защищена от влияния окружающей среды в процессе работы с образцом (что проверялось даже на таком чувствительном материале, как чёрный фосфор [32]). При этом объёмный проводящий слой кремния (*p*- или *n*-типа) может использоваться как затворный электрод, отделённый от матрицы контактов слоем оксидированного кремния [33].

4. Сверхпроводящий эффект близости

4.1. Распределение джозефсоновского тока

Подавление критического тока SNS перехода магнитным полем может быть использовано для выделения вклада топологических поверхностных состояний, как впервые было продемонстрировано для двумерных топологических изоляторов [34, 35]. Суть метода заключается в следующем. При равномерном распределении сверхпроводящего тока в широком SNS переходе, наблюдается так называемая фраунгоферовская картина подавления криттока магнитным полем. Именно, в магнитном поле появляется набег фазы между различными участками в направлении, перпендикулярном току, интерференция между такими квазиодномерными токонесущими участками и создаёт фраунгоферовскую кривую при изменении магнитного поля (при значениях величины поля заметно ниже критического). Наоборот, если сверхпро-

водящий ток переносится в основном краевыми состояниями (например, из-за значительно большей длины когерентности в них), то перпендикулярное образцу магнитное поле управляет набегом фазы между двумя одномерными слабыми связями, т.е. можно ожидать характерную для двухконтактного СКВИДа картину эквидистантных осцилляций криттока приблизительно постоянной амплитуды в магнитном поле. Именно такая разница и была продемонстрирована в топологическом и нетопологическом режимах в работах [34, 35].

В работах [36–38] показано протекание джозефсоновского тока на макроскопических (вплоть до 5 мкм) расстояниях по поверхности топологического полуметалла (см., например, рис. 7) для немагнитного вейлевского полуметалла [25, 26] WTe_2 . Величина критического тока изменяется от образца к образцу, но при этом есть ясно выраженная область зануления напряжения при малых токах, несимметричная (в силу направления развёртки

тока) относительно нуля, что отражает стационарный эффект Джозефсона. При этом, область нулевого сопротивления подавляется повышением температуры эксперимента и магнитным полем. Само по себе протекание джозефсоновского тока на расстояниях, на порядок превышающих оценку для объёмной длины когерентности в WTe_2 предполагает перенос сверхпроводящего тока краевыми состояниями, при этом температурная зависимость критического тока в [36–38] соответствует баллистическому режиму транспорта [40]. Более того, для дираковских полуметаллов в работах [38, 39] был выделен вклад петлевых топологических состояний в транспортные свойства как раз за счёт резко увеличенной длины когерентности в таких одномерных состояниях по сравнению с обычными поверхностными состояниями дираковского полуметалла и объёмного транспорта. По всей видимости, именно топологическая защита транспорта отвечает за увеличение длины когерентности [38, 39], что резко отличает SNS контакты на поверхности топологических полуметаллов от обычных металлических и полуметаллических (висмут, сурьма) систем, где джозефсоновский ток может быть наблюден только при субмикронных длинах SNS контакта.

В работе [36] тонкий (0,5 мкм) флейк WTe_2 был нагрет, для того чтобы вызвать диффузию индия и организовать сверхпроводящий контакт к двум противоположным поверхностям флейка. При этом, характер подавления криттока магнитным полем начинает резко зависеть от направления магнитного поля: сверхпроводящий ток переносится топологическими состояниями [25, 26] на двух поверхностях образца (для 5 мкм промежутка, объёмным вкладом можно пренебречь), т.е. мы имеем два, включенных в параллель, SNS промежутка. В нормальном поле нет сдвига фазы между этими джозефсоновскими контактами, т.е. мы наблюдаем резкое падение криттока в магнитном поле, как должно быть для каждого из промежутков (см. рис. 7). В параллельном поле сдвиг фазы между промежутками, аналогично двухконтактному СКВИДу, что и приводит к эквидистантным по полю осцилляциям криттока приблизительно постоянной амплитуды (см. рис. 7). Эффективная геометрия образца приведена на вставке к рис. 7, экспериментально измеренный период осцилляций соответствует площади между контактами [36].

Важно, что такая постановка эксперимента исключает влияние возможных артефактов, например, множественных закороток индия по поверхности оксидированного кремния. Даже если исключить невозможность диффузии индия на расстояние 5 мкм, наличие закороток привело бы к появлению сквидоподобной картины подавления криттока в перпендикулярном, но никак не параллельном магнитном поле. Таким образом, эксперимент [36] является аналогом более ранних работ [34, 35], выполненных для двумерных топологических изоляторов, и демонстрирует возможность переноса сверхпроводящего тока на макроскопических расстояниях поверхностными состояниями вейлевского полуметалла.

Этот результат подтверждён наблюдением нестационарного эффекта Джозефсона в работе [37], при этом наличие эффективной СКВИД-геометрии отражается в появлении дробных ступеней Шапиро [41, 42]. Само по себе наблюдение нестационарного эффекта Джозефсона [37] в добавление к занулению сопротивления на постоян-

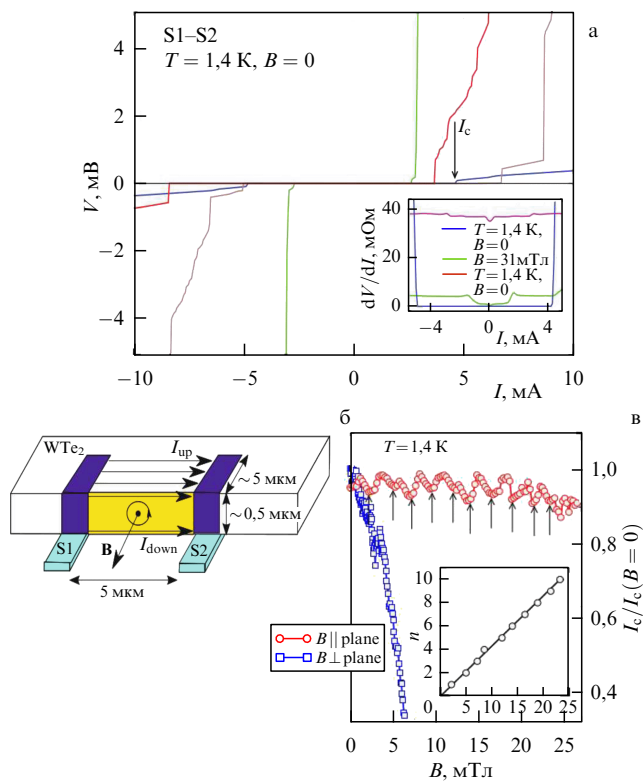


Рис. 7. (а) Джозефсоновские вольт-амперные характеристики для нескольких макроскопических (вплоть до 5 мкм) SNS промежутков на поверхности вейлевского полуметалла WTe_2 . На вставке, область нулевого сопротивления подавляется температурой и магнитным полем. (б) Эффективная геометрия образца для случая параллельного магнитного поля (для 5 мкм промежутка, объёмным вкладом можно пренебречь [38, 39]). В нормальном поле обе поверхности эквивалентны, что приводит к резкому падению криттока в магнитном поле, как должно быть для одиночного SNS промежутка. В параллельном поле флейка поле, возникает управляемый полем сдвиг фазы между промежутками, аналогично двухконтактному СКВИДу, что и приводит к эквидистантным по полю осцилляциям криттока приблизительно постоянной амплитуды. (в) Характер подавления криттока в зависимости от направления магнитного поля, для случая переноса сверхпроводящего тока топологическими состояниями на двух противоположных поверхностях тонкого флейка WTe_2 . Экспериментально измеренный период осцилляций (вставка) в параллельном магнитном поле соответствует площади между контактами. (Из работ [36, 37].)

ном токе замыкает собой доказательство переноса джозефсоновского тока поверхностными состояниями.

Следует отметить, что реализация джозефсоновского перехода на поверхности топологического полуметалла удобно выполняется для индия как материала сверхпроводящих контактов (см. также обсуждение ниже), но не привязана именно к этому материалу. В работе [43] был использован ниобий, при этом было надёжно продемонстрировано протекание джозефсоновского тока по поверхности топологического полуметалла NiTe_2 .

4.2. Джозефсоновский ток на поверхности магнитного вейлевского полуметалла

Из различных вариантов реализации джозефсоновских структур на основе топологических полуметаллов, следует выделить возможность переноса сверхпроводящего тока поверхностными состояниями при ферромагнитном объёме материала. В частности, монокристалл $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ является магнитным вейлевским полуметаллом, наличие топологических поверхностных состояний показано экспериментально методами сканирующей туннельной спектроскопии [44] и ARPES [45]. При этом с точки зрения объёмных свойств данный материал характеризуется полной спиновой поляризацией (half-metal) в монодоменном состоянии. В данных условиях, невозможно ожидать протекания джозефсоновского тока через объём образца на микрометровых расстояниях. При этом, в работе [46] продемонстрирован перенос джозефсоновского тока по поверхности тонкого флёйка магнитного вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$.

После охлаждения образца в нулевом магнитном поле, он находится в магнитно-разупорядоченном состоянии (точка Кюри для этого материала около 180 К). При измерении сопротивления между двумя сверхпроводящими контактами, разнесёнными на расстояние 2 мкм, сопротивление конечно при любых значениях тока через образец, и, соответственно, напряжения на образце (рис. 8). При напряжениях, меньших сверхпроводящей щели, наблюдается уменьшение сопротивления образца, как и можно было бы ожидать для андреевского отражения [47] на сравнительно прозрачном контакте [48], эффект слабо зависит от температуры между 1,2 К и 30 мК. Таким образом, при характерном микрометровом размере домена в разупорядоченном состоянии $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, доменные стенки препятствуют прямой связи между контактами через токонтесущее топологическое состояние на поверхности образца.

Поведение сопротивления резко меняется после намагничивания образца до насыщения и вывода магнитного поля. $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ при этом оказывается в монодоменном состоянии, что известно по наблюдению аномального эффекта Холла [49, 50] и прямым магнетометрическим измерениям [51]. В таком случае, топологическое поверхностное состояние распространяется по всей поверхности образца (что и является причиной аномального эффекта Холла в вейлевских полуметаллах [2]), в частности, оно связывает два разнесённых на 2 мкм сверхпроводящих контакта. Сопротивление образца начинает демонстрировать нулевое значение при малых токах (см. рис. 8), что особенно наглядно видно как область нулевого сопротивления конечной ширины при температурах менее 100 мК.

В силу (i) невозможности переноса сверхпроводящего тока спин-поляризованным объёмом образца, (ii) демон-

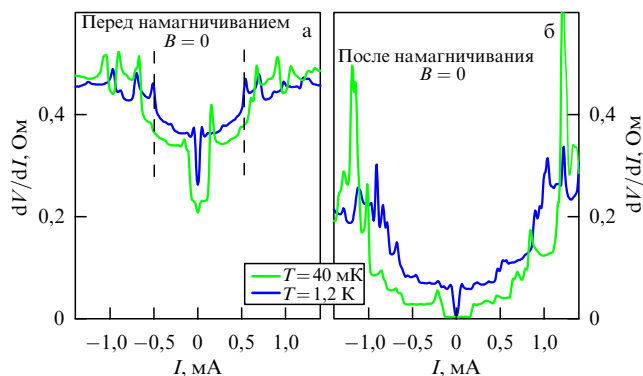


Рис. 8. Сопротивление между двумя сверхпроводящими контактами, разнесёнными на расстояние 2 мкм на поверхности магнитного вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ при 1,2 К и 40 мК в зависимости от тока через SNS промежуток. (а) Магнитно-разупорядоченное (многодоменное) состояние, сразу после охлаждения от точки Кюри в нулевом магнитном поле. При напряжениях на образце, меньших сверхпроводящей щели, наблюдается уменьшение сопротивления образца, как и можно было бы ожидать для андреевского отражения [47] на сравнительно прозрачном контакте [48]. (б) Монодоменное состояние монокристалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ после намагничивания до насыщения, топологическое поверхностное состояние связывает два разнесённых на 2 мкм сверхпроводящих контакта, объём монокристалла полностью спин-поляризован. При малых токах появляется характерная для джозефсоновского SNS промежутка область нулевых значений сопротивления, особенно развита при 40 мК. Таким образом, продемонстрирована однозначная связь между наличием режима аномального эффекта Холла [49, 50] и протеканием джозефсоновского тока на микрометровых расстояниях, что представляет собой наглядную демонстрацию переноса джозефсоновского тока спин-поляризованным топологическим поверхностным состоянием в монокристалле $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. (Из работы [46].)

страции однозначной связи между наличием режима аномального эффекта Холла и протеканием джозефсоновского тока на микрометровых расстояниях, работа [46] представляет наглядную демонстрацию переноса джозефсоновского тока спин-поляризованным топологическим поверхностным состоянием, при этом управляемую магнитным состоянием образца (многодоменный-монодоменный). Такое поведение невозможно для обычных металлических систем, что как выделяет роль поверхностных состояний в транспорте в топологических полуметаллах, так и исключает возможные артефакты эксперимента (дефект образца, и т.п.) В работе [46] исследовано подавление критического тока магнитным полем и температурой, показаны зависимости, характерные для протекания джозефсоновского тока в баллистическом SNS контакте [40].

Уже в работе [46] зависимость подавления критического тока магнитным полем была показана несимметричной относительно нуля поля. Это поведение было подробно исследовано [52] для магнитного топологического полуметалла с узловой линией [2] Fe_3GeTe_2 (FGT). Было показано, что обнаруженная асимметрия определяется направлением развёртки магнитного поля, что характерно для джозефсоновского спинового вентиля (рис. 9). Обычно, спиновый вентиль представляет собой ферромагнитную многослойку, где электрическое сопротивление определяется взаимной ориентацией намагниченностей слоёв благодаря спин-зависимому рассеянию. В джозефсоновском спиновом вентиле ферромагнитный мульти-слой зажат между двумя сверхпроводящими электродами [53]. В этом случае, сверхпроводящий ток опреде-

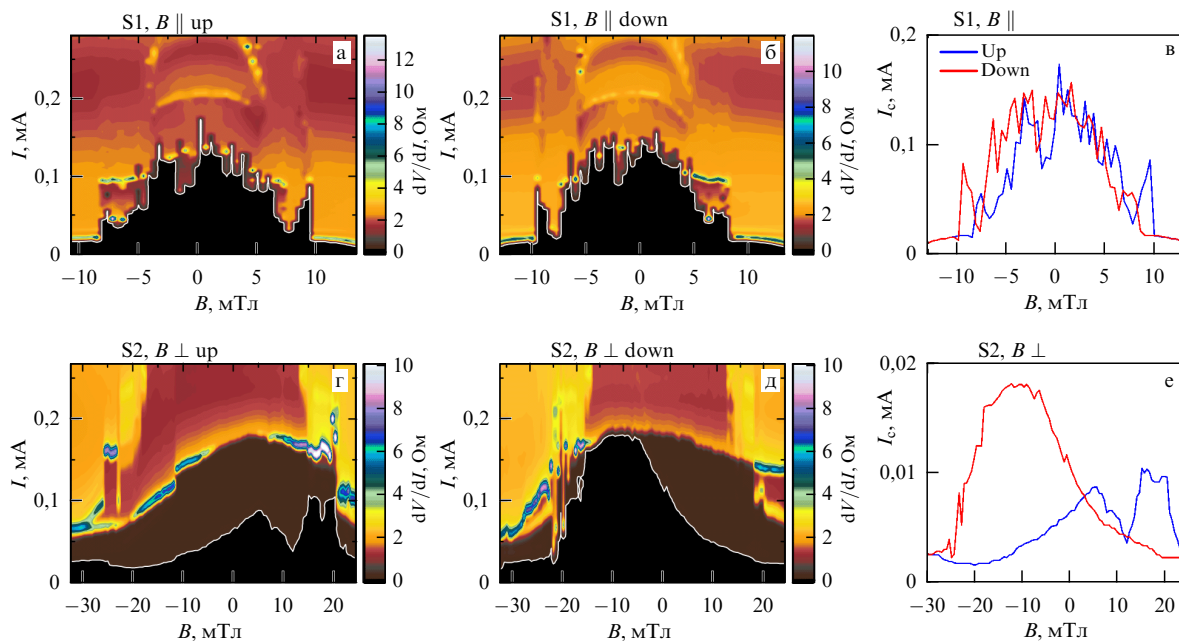


Рис. 9. Асимметрия критического тока джозефсоновского перехода на поверхности магнитного топологического полуметалла с узловой линией Fe_3GeTe_2 , определяемая направлением развертки магнитного поля. Эффект наиболее нагляден в параллельном поле (рис. г, д, е), он отражает поведение, характерное для доджозефсоновского спинового вентиля. При этом следы такой зеркальной асимметрии остаются и при перпендикулярной ориентации магнитного поля. (Из работы [52].)

ляется взаимной ориентацией намагниченностей, а не просто общим магнитным потоком, как для обычных джозефсоновских переходов. Реализация спинового вентиля в магнитных топологических полуметаллах, связанная с наличием двух спин-упорядоченных подсистем, будет описана ниже. В работе [52] продемонстрировано, что SNS промежуток на поверхности магнитного топологического полуметалла является естественной реализацией джозефсоновского спинового вентиля.

4.3. Одиночный андреевский контакт

Если исследование протекания джозефсоновского тока по поверхности топологического полуметалла даёт информацию о переносе заряда поверхностными состояниями, то исследование одиночного андреевского контакта способно выделить существенные особенности этих состояний.

С одной стороны, одиночный SN контакт вейлевского полуметалла, как хорошо проводящей системы, и обычного (s-типа) сверхпроводника, должен демонстрировать прежде всего эффект андреевского отражения [47], что приводит к уменьшению сопротивления при напряжениях на SN интерфейсе менее сверхпроводящей щели на сравнительно прозрачном контакте [48] и его увеличению в случае сильно разупорядоченного SN интерфейса [48]. Таким образом, можно было бы ожидать что сверхпроводящая щель задаёт единственный масштаб энергии, проявляющийся на вольт-амперных характеристиках SN контакта и получение дополнительной информации именно о нормальной стороне контакта невозможно. Для топологических полуметаллов, однако, наличие поверхностных состояний на SN интерфейсе приводит к различным подщелевым особенностям на вольт-амперных характеристиках.

В работе [54] экспериментально исследован транспорт через интерфейс между вейлевским полуметаллом

WTe_2 и сверхпроводящим Nb. В спектрах дифференциального сопротивления $dV/dI(V)$ на фоне стандартного андреевского сигнала были обнаружены непериодические резонансы внутри сверхпроводящей щели в ниобии. Из анализа их позиций, их эволюции с изменением магнитного поля и температуры, эти резонансы были интерпретированы как аналог Томашевских геометрических осцилляций [55, 56] в силу наведённой в топологическом поверхностном состоянии сверхпроводимости вблизи интерфейса Nb– WTe_2 . Так как на поверхности вейлевского полуметалла состояния в ферми-арках имеют определённое направление групповой скорости [57], наблюдение отчётливых геометрических резонансов для произвольной формы контакта предполагает наличие выделенного направления движения заряда, что, по всей видимости, является единственным подтверждением киральности поверхностных состояний в транспортном эксперименте [54].

Физика становится более сложной в условиях эффекта близости магнитного вейлевского полуметалла и спин-синглетного сверхпроводника. Индуцированная эффектом близости сверхпроводимость в поверхностных состояниях предсказывается даже в режиме подавленной сверхпроводимости в объёме вейлевского полуметалла [58]. Для случая триплетного спаривания было предсказано появление киральной майорановской моды при нулевой энергии [59].

Для одиночного сверхпроводящего контакта, в работе [60] экспериментально исследован транспорт заряда через интерфейс между сверхпроводником (ниобий) и магнитным вейлевским полуметаллом $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, который характеризуется полной спиновой поляризацией в объёме. Наряду с наведённой сверхпроводящей щелью, была обнаружена значительная нулевая аномалия на вольт-амперных характеристиках интерфейса. Обнаруженная нулевая аномалия демонстрирует необычную

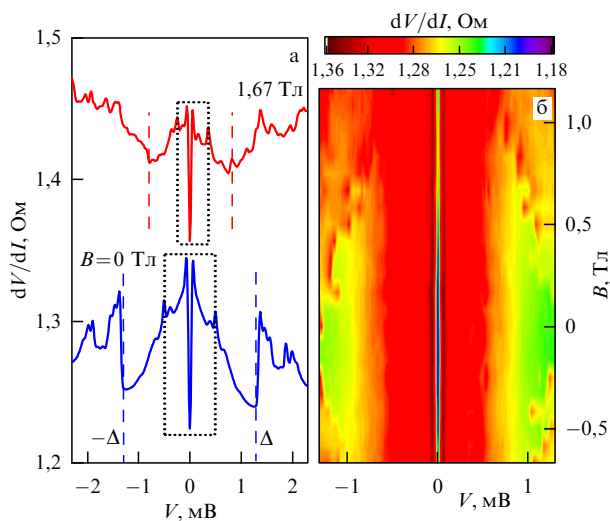


Рис. 10. (а) Дифференциальное сопротивление в зависимости от напряжения на интерфейсе $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2\text{-Nb}$. Нулевая аномалия на вольт-амперных характеристиках интерфейса стабильна при значительном изменении магнитного поля. При этом сверхпроводящая щель (пунктир) частично подавляется магнитным полем, как и должно быть для сверхпроводника (ниобия). (б) Демонстрация стабильности нулевой аномалии в виде градиентного графика дифференциального сопротивления в осях напряжение – магнитное поле. (Из работы [60].)

устойчивость ко внешнему магнитному полю: ширина аномалии является неизменной вплоть до критического поля в ниобии, при этом глубина аномалии демонстрирует слабое немонокотное изменение в магнитном поле (рис. 10).

Этот результат был интерпретирован как слияние возникших в силу эффекта близости андреевских состояний при нулевой энергии на интерфейсе под воздействием сильного спин-орбитального взаимодействия и значительного зеемановского расщепления в спин-поляризованном (half-metallic) $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. Данный результат в чём-то аналогичен слиянию андреевских уровней в одномерных нанопроводах в магнитном поле [61]. В вейлевских полуметаллах поверхностное состояние двумерно, но имеются теоретические предсказания, распространяющие данную картину на двумерный случай [62], чему способствует эффективная одномерность киральных вейлевских топологических состояний.

Полная картина эволюции андреевских уровней, приводящая к их слиянию, продемонстрирована в работе [63] для топологического полуметалла CoSi . Данный материал является реализацией кирального полуметалла, где одновременно нарушены симметрия по отношению к инверсии (как в обычных вейлевских полуметаллах) и зеркальная симметрия [64–66], и характеризуется значительным расщеплением вейлевских узлов, и, соответственно, экстремально длинными ферми-арками [67, 68]. Было показано движение андреевских уровней к нулевой энергии при увеличении магнитного поля, их слияние при некотором критическом поле и стабильность нулевого уровня энергии [63]. При этом на основании доступных данных невозможно утверждать о наличии или отсутствии топологического перехода, приводящего к возникновению майорановского фермиона [61].

4.4. Возвратная сверхпроводимость в SN и SNS структурах на основе немагнитного топологического полуметалла GeTe

Особый интерес к немагнитному GeTe связан в том числе с известным для данного топологического полуметалла [69, 70] гигантским (рекордным) расщеплением Рашбы как для объёмного материала [71], так и для поверхностных состояний [72], что приводит к образованию сложных спиновых текстур [69, 73, 74]. Результаты для GeTe стоит выделить в отдельный пункт, в силу его пригодности для практических применений (эффекты как специфического объёмного спектра так и поверхностных состояний наблюдаются вплоть до комнатных температур (см. обсуждение ниже)).

В работе [75] экспериментально исследован перенос заряда в NS и SNS структурах с эффектом близости на основе немагнитного топологического полуметалла GeTe. Для обоих типов структур были обнаружены немонотонные эффекты внешнего магнитного поля, включая возвратную сверхпроводимость в In–GeTe–In джозефсоновском переходе: при увеличении магнитного поля сверхпроводящий ток исчезает и заново появляется в более сильных магнитных полях.

В случае одиночного In–GeTe андреевского контакта, сверхпроводящая щель несколько подавлена уже в нулевом магнитном поле, но она увеличивается вплоть до характерного для индия значения в некотором интервале магнитных полей, перед тем как быть целиком подавленной внешним магнитным полем (рис. 11). Поскольку индий является обычным s-типа сверхпроводником, наблюдаемые эффекты должны быть в основном связаны со специфическими свойствами GeTe. Прежде всего, важную роль могут играть топологические поверхностные состояния с нетривиальными спиновыми текстурами [73].

Таким образом, кажется вполне естественным представлять себе гетероструктуры In–GeTe как SFN-переходы с некоторой определенной намагниченностью и сильной спин-орбитальной связью. Неоднородная спиновая поляризация, которая, как считается, инкорпорируется в такие спиновые текстуры [73], усложняет модель и приводит к немонотонному поведению в магнитных полях [76–78]. А именно, магнитное поле разрушает исходную спиновую конфигурацию, приводя к увеличению сверхпроводящей щели до её объёмного значения, и уже потом подавляет щель в более сильных магнитных полях. В случае планарной джозефсоновской In–GeTe–In геометрии, сверхток течёт по поверхности GeTe между сверхпроводящими индиевыми контактами. В соответствии с поведением сверхпроводящей щели, исходная спиновая поляризация поверхностных состояний частично подавляет критический ток, который восстанавливается в силу модификации поверхностных спиновых структур внешним магнитным полем, и уже позднее полностью подавляется в более сильных магнитных полях. Таким образом в работе [75] было связано восстановление параметра порядка с обратным эффектом близости в In–GeTe–In и In–GeTe структурах.

4.5. Заключительные замечания

Следует отметить, что во всех упомянутых выше SNS структурах на основе магнитных и немагнитных топологических полуметаллов продемонстрировано протекание джозефсоновского тока на макроскопических

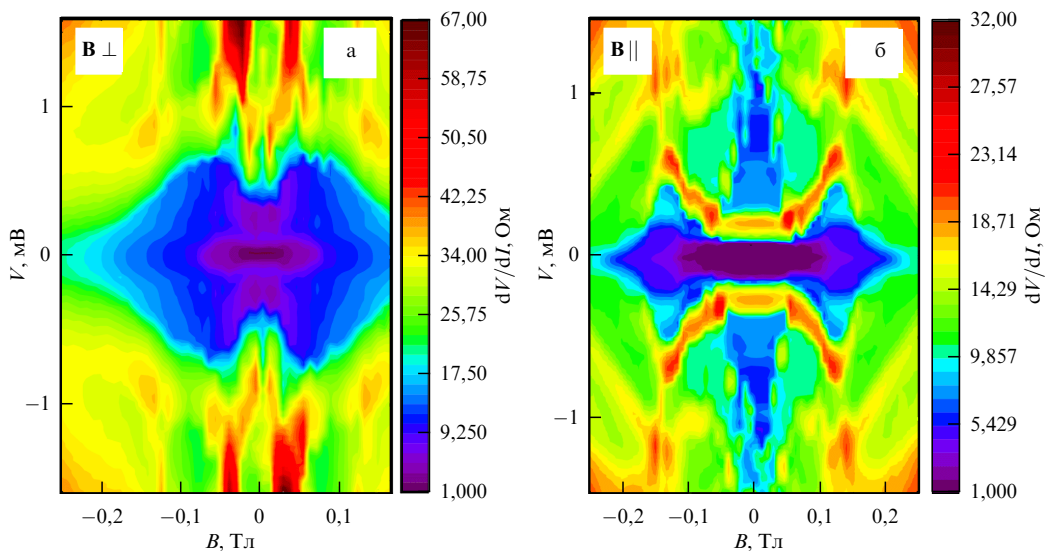


Рис. 11. Градиентный график дифференциального сопротивления одиночного контакта In–GeTe в осях напряжение–магнитное поле. Сверхпроводящая щель несколько подавлена уже в нулевом магнитном поле, но она увеличивается вплоть до характерного для индия значения в некотором интервале магнитных полей, перед тем как быть целиком подавленной внешним магнитным полем. Неоднородная спиновая поляризация, образованная спиновыми текстурами [73] в GeTe, приводит к немонотонному поведению в магнитных полях [76–78]. А именно, магнитное поле разрушает исходную спиновую конфигурацию, приводя к увеличению сверхпроводящей щели до её объёмного значения, и уже потом подавляет щель в более сильных магнитных полях. (Из работы [75].)

(вплоть до 5 мкм) расстояниях по поверхности топологического полуметалла.

Само по себе протекание джозефсоновского тока на расстояниях, на порядок превышающих оценки для объёмной длины когерентности предполагает перенос сверхпроводящего тока топологическими поверхностными состояниями, при этом немонотонные эффекты в зависимости от магнитного поля подчёркивают наличие значительной спиновой поляризации поверхностных состояний.

5. Спин-зависимое рассеяние

Как следует и из исходных теоретических представлений, так и из экспериментов по спин-зависимому ARPES ферми-арки в вейлевских полуметаллах обладают значительной спиновой поляризацией, обусловленной жёсткой связью спина и импульса (spin-momentum locking) [2, 24–26]. В связи с этим возникает вопрос, может ли такая спиновая поляризация проявиться в прямом транспортном эксперименте.

Для ферромагнитных металлических плёнок с начала 2000-х годов известна геометрия спинового вентиля (спинового клапана) [79–81]. Он состоит из двух ферромагнитных плёнок разной толщины, разделённых слоем нормального металла. Исследуется ток поперёк такой многослойки, для увеличения плотности тока используется литографически выполненное сужение [79] либо точечный контакт [80, 81]. Физика явления состоит в следующем — при протекании тока через толстую плёнку электроны поляризуются по спину. При попадании в тонкую плёнку, процессы рассеяния, и, соответственно, сопротивление образца зависят от взаимной ориентации намагниченностей плёнок.

При малых плотностях тока сопротивлением спинового диода можно управлять внешним магнитным полем: в сильном поле намагниченности слоёв обязательно параллельны, при уменьшении поля до нуля и смене его

знака слою разной толщины перемагничиваются при разных значениях внешнего поля, т.е. возможна антипараллельная конфигурация в некотором диапазоне полей, однако в предельных полях намагниченности слоёв опять становятся параллельны. Таким образом, сопротивление образца зависит от магнитного поля, эта зависимость в свою очередь зависит от предыстории (направления развёртки поля), т.е. наблюдается гистерезис в сопротивлении образца.

Особый интерес имеет случай противоположной ориентации намагниченностей слоёв при высокой плотности тока. В нулевом магнитном поле, спин-поляризованные в толстой плёнке электроны создают вращающий момент для вектора намагниченности в тонкой плёнке, что может вызвать переворот (переключение) намагниченности при достаточно большой плотности тока [79]. В магнитном поле, ещё до достижения тока переключения, вектор намагниченности тонкого слоя начинает прецессировать вокруг равновесного значения, т.е. возбуждается спиновая волна. Другими словами, спин-поляризованные в толстом слое электроны не являются собственными возбуждениями в тонком слое, и при больших плотностях тока проходят тонкий слой без рассеяния. Однако, при некоторой плотности тока возможно возбуждение магнона, что создаёт новый канал диссипации и проявляется в увеличении сопротивления многослойки. При измерении дифференциального сопротивления (что удобнее в эксперименте), пороговое возбуждение магнона проявляется как резкий пик на зависимости дифференциального сопротивления от приложенного тока [79, 82]. Такие пики несимметричны [79–81] по полярности приложенного напряжения в силу общей асимметрии системы (наличие тонкого и толстого слоя), что и послужило основанием для введения термина спиновый диод. Положение пика линейно зависит от магнитного поля [79–81], что хорошо описывается [82] моделью Слончевского [83]. В несколько упрощённом варианте (без учёта анизотропии), в рамках данной модели критический ток

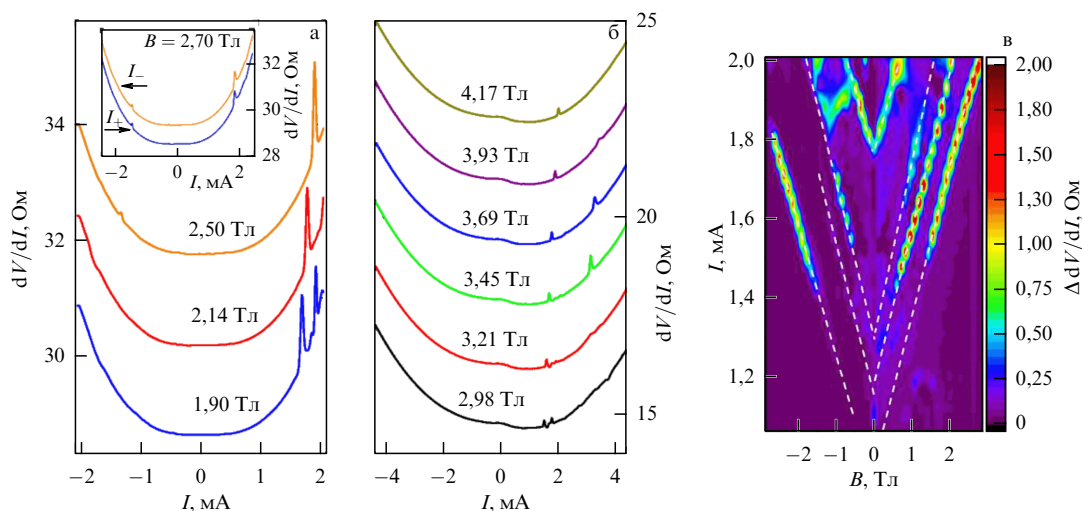


Рис. 12. Нормальный контакт к магнитному топологическому полуметаллу как естественная реализация спинового вентиля. Две спин-поляризованные подсистемы реализуются как ферромагнитный объём кристалла и спин-поляризованные (в силу spin-momentum locking) топологические поверхностные состояния. Электроны приобретают спиновую поляризацию при распространении в топологическом поверхностном состоянии, а магноны возбуждаются в ферромагнитном объёме монокристалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. (а, б) Дифференциальное сопротивление в зависимости от тока через контакт, на нелинейной характеристике видны несимметричные пики в dV/dI , соответствующие возбуждению магнонов. Вставка демонстрирует отсутствие гистерезиса при смене направления развертки тока. (в) Линейная зависимость положения пика в dV/dI от величины магнитного поля, как требует [82] модель Слончевского [83] для спинового вентиля. (Из работы [84].)

для возбуждения магнона

$$I_{\text{sw}}(B) \sim \alpha \gamma e \sigma B, \quad (1)$$

где α — параметр затухания, γ — гиромангнитное отношение, e — заряд электрона, σ — полный спин тонкого слоя. В монокристаллическом режиме σ постоянно, что и приводит к линейной зависимости положения пика I_{sw} от магнитного поля B .

Магнитный топологический полуметалл является естественной реализацией спинового вентиля [84–87]. В отличие от искусственных толстого и тонкого слоёв в ферромагнитных мультислойках, в магнитном топологическом полуметалле две спин-поляризованные подсистемы реализуются как ферромагнитный объём кристалла и спин-поляризованные (в силу spin-momentum locking) топологические поверхностные состояния. При исследовании транспорта через одиночный (немагнитный, например, золотой) контакт, ток, растекаясь в области контакта, будет протекать как по поверхностным состояниям так и в объёме образца, при этом исследование транспортных свойств одиночного контакта позволяет достичь высокой плотности тока.

В работе [84] было исследовано дифференциальное сопротивление одиночного золотого контакта к магнитному вейлевскому полуметаллу $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ при гелиевых температурах (рис. 12). Полученная вольт-амперная характеристика сильно нелинейна при высоких плотностях тока (около 10^4 А см⁻²), нелинейность проявляется как увеличение дифференциального сопротивления при высоких токах, что исключает разогревные эффекты как причину нелинейности. В сильных магнитных полях, на вольт-амперной характеристике появляются пики в дифференциальном сопротивлении, при одной полярности тока, т.е. в точном соответствии с картиной, наблюдаемой в ферромагнитных многослойках [79]. На кривых отсутствует гистерезис по направлению развертки тока, положение пика в дифференциальном сопротивлении

линейно зависит от магнитного поля, как требует [82] модель Слончевского [83]. В отличие от ферромагнитных многослоев, в магнитном вейлевском полуметалле $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ наблюдается набор магнонных ветвей, со сложным переигрыванием между ними при изменении магнитного поля (см. рис. 12).

Как правдоподобную интерпретацию, можно принять картину, когда электроны приобретают спиновую поляризацию при распространении в топологическом поверхностном состоянии (почти полная поляризация, см. как пример [24–26]), а магноны возбуждаются в ферромагнитном объёме монокристалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. В силу сложного устройства [44, 45] топологических поверхностных состояний в $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$, таким образом возбуждаются множественные магнонные моды, в то время как бесщелевой характер вейлевских возбуждений в топологическом полуметалле отвечает [88] за подавление затухания [89] и, соответственно, резкое уменьшение плотности тока, необходимой для возбуждения магнона [82, 83] (на несколько порядков ниже чем в многослойках [79–81]).

Подобные эксперименты были проведены и для других топологических полуметаллов. В частности, в работе [85] было проведено прямое экспериментальное сравнение двух систем: нормального (золотого) контакта к магнитному вейлевскому полуметаллу Ti_2MnAl и ферромагнитного (никель) контакта к немагнитному вейлевскому полуметаллу WTe_2 . В этом случае между рассматриваемыми системами фактически нет ничего общего, кроме наличия топологического спин-поляризованного поверхностного состояния на интерфейсе и трёхмерного ферромагнетика, примыкающего к интерфейсу реализованному либо как металлический никелевый контакт либо как ферромагнитный объём Ti_2MnAl . Выбор не слишком популярного вейлевского полуметалла Ti_2MnAl обусловлен его магнитными свойствами — в слабых магнитных полях Ti_2MnAl находится в многодоменном состоянии, как и никель (магнитомягкие ферромагнетики), что

делает оправданным прямое сравнение. Для обеих исследованных систем, было обнаружено нелинейное поведение дифференциального сопротивления при высоких плотностях тока через контакт, при этом пики дифференциального сопротивления одинаковым образом зависят от магнитного поля. Само по себе поведение пиков в магнитном поле более сложное, чем в монокристаллическом $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ и может быть объяснено движением доменных стенок в области контакта [86]. Однако, что самое важное, одинаковость поведения двух совершенно разных систем, указывает на одинаковую физику процессов в них, которая выражается в приобретении электронами спиновой поляризации в топологическом поверхностном состоянии и возбуждении спин-поляризованным током магнонов в трёхмерном ферромагнетике [85].

Подобный эксперимент был проведён и для кирального полуметалла CoSi , характеризующегося наличием поверхностного ферромагнетизма [86]. В добавление к вызванному симметрией спин-орбитальному взаимодействию [90], CoSi демонстрирует поверхностный ферромагнетизм неясного происхождения, при номинально диамагнитном объёме. Это позволяет реализовать спиновый вентиль в ещё одной системе — нормальный (золотой) контакт к немагнитному в объёме монокристаллу CoSi , где спиновая поляризация тока возникает в поверхностном состоянии, а магнон возбуждается в приповерхностном ферромагнитном слое. Результаты идеально совпадают с полученными в [85], что подтверждает универсальность эффекта — у всех этих систем общим является лишь наличие поверхностных состояний.

О происхождении поверхностного ферромагнетизма в CoSi стоит сделать несколько замечаний. Теоретически предсказано, что сверхрешётка упорядоченных дефектов является [91, 92] более вероятным источником ферромагнетизма CoSi чем оборванные у поверхности связи [93, 94]. В работе [95] экспериментально сравнили гистерезис намагниченности для исходно оксидированных кристаллов CoSi и расколотых образцов с чистой, свободной от оксида поверхностью. В то время как оксидированные образцы CoSi не проявили значительного ферромагнитного отклика, свежая поверхность CoSi продемонстрировала сильный ферромагнитный сигнал, сопровождающийся ярко выраженной модуляцией на угловой зависимости намагниченности. Такое поведение подчёркивает роль поверхности, слабо коррелирует с происхождением ферромагнетизма от упорядоченных дефектов (вакансий) в объёме материала [91, 92], и более соответствует взаимодействию оборванных связей у поверхности CoSi кристалла [93, 94]. Однако, согласно теоретическим расчётам [92], последнее недостаточно для появления ферромагнитного отклика, что требует учесть РККИ-типа усиление взаимодействия топологическими поверхностными состояниями кирального полуметалла [96–98].

Таким образом, в работах [84–86] продемонстрирована универсальность утверждения что магнитный топологический полуметалл является естественной реализацией спинового вентиля.

Данное явление может быть использовано и для практических применений. В работе [87] спин-вентильный эффект при изменении направления магнитного поля был показан для ферромагнитного (никель) контакта к топологическому полуметаллу GeTe при малых плотностях тока. Продemonстрирован гистерезис в сопротивлении такого контакта в том числе и при комнатной темпера-

туре, в отличие от рассмотренных выше систем и, например, системы $\text{Ni}-\text{NiTe}_2$, где для демонстрации спин-вентильного эффекта требуется температура жидкого гелия и ниже [87]. В этой связи, GeTe топологический полуметалл выглядит наиболее пригодным для практических применений (см. также ниже результаты для нелинейного эффекта Холла).

6. Магнитный отклик поверхностных состояний

Поскольку наблюдение спин-вентильного эффекта [84–87] на монокристалле магнитного топологического полуметалла демонстрирует наличие, в дополнение к спин-поляризованному объёму, второй спин-поляризованной подсистемы в материале, а спиновая поляризация топологического поверхностного состояния подтверждается ARPES [2, 24–26], возникает вопрос о возможности детектировать магнитный отклик поверхностных состояний в прямых магнетометрических измерениях.

В работе [51] было продемонстрировано наличие вклада поверхностных состояний в магнитном отклике при температурах, много ниже температуры Кюри в топологических полуметаллах $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ и Fe_3GeTe_2 . Были исследованы как обычные кривые перемагничивания (гистерезис намагниченности при изменении направления развёртки магнитного поля между двумя, противоположными по знаку, полями насыщения), так и сравнительно редко используемая техника исследования кривых перемагничивания первого порядка (FORC). Для обычных кривых перемагничивания, показано наличие прямоугольной петли гистерезиса при температурах ниже 135 К, т.е. образец находится в монокристаллическом состоянии (рис. 13). При более высоких температурах продемонстрировано возникновение петли инвертированного гистерезиса, что обычно рассматривается как свидетельство сосуществования нескольких магнитных фаз (наличие поля смещения одной фазы вызывает переключение намагниченности во второй ещё до обращения знака внешнего магнитного поля).

Само по себе наличие двух фаз выше некоторой температуры не может быть доказательством отклика поверхностного состояния, так как это состояние существует при любых температурах, пока сохраняется объёмный спектр, и прежде всего при низких температурах. Однако, применение техники исследования кривых перемагничивания первого порядка (FORC) показало, что эта вторая фаза существует и при самых низких температурах (см. рис. 13).

Именно, при этом типе измерений последовательность шагов можно описать следующим образом: 1. Устанавливается базовое значение магнитного поля H_s , превышающее поле насыщения данного материала H_0 . Поскольку насыщение намагниченности достигнуто, точное значение поля $H_s > H_0$ не влияет на результат. 2. Магнитное поле скачком меняется до некоторого значения H_r , начиная с этого значения прописывается кривая намагничивания $M(H)$, где поле H меняется от H_r до H_s . Шаги 1 и 2 повторяются для разных значений H_r , которые пробегают интервал от H_s до $-H_s$ с заданным инкрементом ΔH_r . Для полученных зависимостей $M(H_r, H)$ возможна дальнейшая обработка (взятие второй производной для получения градиентной картинки, как описано, например, в работе [51]), однако, уже сами кривые

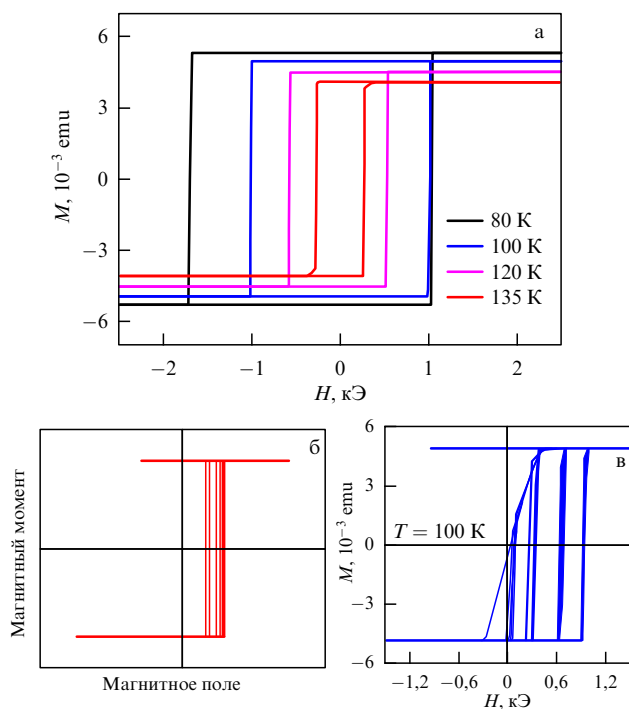


Рис. 13. (а) Гистерезис намагниченности при изменении направления развёртки магнитного поля в виде прямоугольной петли при температурах ниже 135 К для магнитного вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$. (б) Ожидаемое поведение кривых перемагничивания первого порядка $M(H_r, H)$ для прямоугольных петель гистерезиса, соответствующих монодоменному ферромагнетизму. (в) Экспериментальные FORC-кривые, на $M(H_r, H)$ диаграмме появляется дополнительная наклонная линия, соответствующая наличию второй магнитной фазы, т.е. магнитному отклику спин-поляризованных поверхностных состояний. При этом в FORC измерениях продемонстрирована высокая температурная стабильность этой фазы в отличие от обычного объёмного ферромагнетизма в этих материалах. (Из работы [51].)

$M(H_r, H)$ достаточно информативны для описания процессов намагничивания внутри петли гистерезиса.

В частности, при прямоугольной петле гистерезиса для $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ при низких (ниже 135 К) температурах можно ожидать простой вид кривых FORC, как показано на рис. 13: $M(H_r, H)$ представляет собой горизонтальную линию, со значением намагниченности, соответствующим уровню насыщения в положительном поле для всех значений $H_r \geq H_0$. При дальнейшем уменьшении H_r , кривая $M(H)$ прописывает нижнюю половину петли гистерезиса (возможно, с не сразу установившимся полем переключения $+H_0$ для значений $H_r \leq -H_0$). Именно такое поведение нужно ожидать для однофазной монодоменной системы.

В эксперименте, в дополнение к описанной картине, на $M(H_r, H)$ диаграмме появляется дополнительная наклонная линия, которую можно было бы ожидать для магнитомягкого (многодоменного) образца (см. рис. 13). Таким образом, и при самых низких температурах в образце существуют две магнитные фазы, но вторая, соответствующая наклонной прямой на FORC-диаграмме, не может быть определена при обычных измерениях петель гистерезиса, так как ширина этой линии меньше ширины петли гистерезиса. При этом в FORC измерениях продемонстрирована высокая температурная стабильность этой фазы в отличие от обычного объёмного

ферромагнетизма в этих материалах [51]. При повышении температуры, вторая магнитная фаза проявляется как инвертированный гистерезис в силу сужения прямоугольной петли, соответствующей монодоменному объёму образца. Такая температурная устойчивость, а также прекрасная воспроизводимость этого результата для двух разных топологических полуметаллов $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ и Fe_3GeTe_2 , позволяет связать вторую фазу с магнитным откликом спин-поляризованных топологических поверхностных состояний.

7. Нелинейный аномальный эффект Холла

Уже во введении (раздел 1.3) мы обсуждали, что эффективное магнитное поле (кривизна Берри) $\mathbf{F}_n = \nabla_k \times \mathbf{A}_n$ приводит к появлению холловского члена $\sim e\mathbf{E} \times \mathbf{F}$ в уравнении движения электрона в реальном пространстве. Тем не менее, холловское напряжение не возникает в системе без нарушения симметрии по обращению времени: как показано на рис. 5, в немагнитном вейлевском полуметалле ферми-арки направлены навстречу, так что в нулевом магнитном поле нет суммарного переноса заряда краевыми состояниями и, соответственно, нет суммарного холловского члена. Однако, ситуация меняется если вдоль оси a кристалла на рис. 5 направить электрическое поле. В этих условиях возникает разбаланс между электронами текущими в противоположных направлениях, что приводит к холловскому сигналу во втором порядке по электрическому полю, так как разность эффективных магнитных полей становится пропорциональна электрическому полю протекающего тока (Berry curvature dipole) [99].

Этот эффект получил название нелинейный аномальный эффект Холла (NLHE), он был предсказан теоретически [99] для нескольких классов систем без нарушения симметрии по отношению к обращению времени, но с ненулевой кривизной Берри вблизи точек пересечения зон: кристаллических топологических полуметаллов, трёхмерных вейлевских полуметаллов и двумерных ди-халькогенидов переходных металлов.

Проще всего изучать нелинейный аномальный эффект Холла как ненулевой поперечный (холловский) сигнал измеренный на второй 2ω гармонике по отношению к гармоническому переменному продольному току $I_0 \sin(\omega t)$ (см. пример на рис. 14). В принципе, в силу квадратичности эффекта $V_H \sim I_0^2 \sin^2(\omega t) \sim I_0^2 (1 + \cos(2\omega t))$ полезный сигнал, пропорциональный квадрату амплитуды продольного тока, может быть измерен либо на нулевой либо на второй гармонике. Однако, измерения на второй гармонике позволяют использовать технику синхронного детектирования, значительно улучшить отношение сигнал-шум и устранить различные помехи (контактная разность потенциалов и т.п.). На вставке в рис. 14 показан для сравнения результат измерения на нулевой гармонике (постоянный ток) при пропускании через образец переменного тока. Видно искажение формы сигнала по сравнению с чисто квадратичным сигналом на второй гармонике, высокий уровень шумов, однако в принципе ненулевой холловский сигнал на постоянном токе продемонстрирован надёжно для GeTe даже при комнатной температуре.

Впервые нелинейный аномальный эффект Холла был экспериментально продемонстрирован для двумерных ди-халькогенидов переходных металлов, при этом была

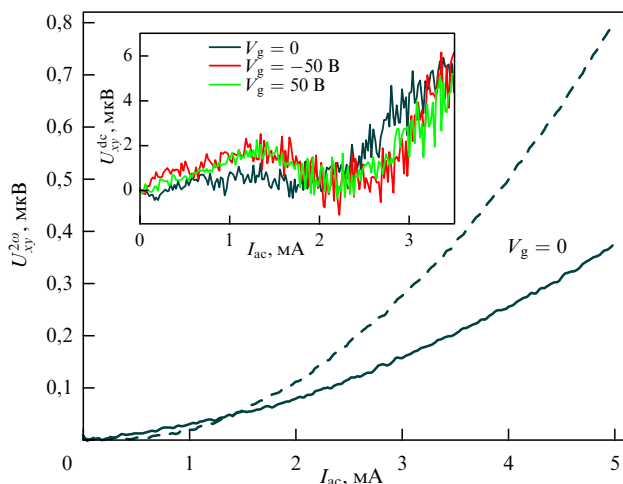


Рис. 14. Нелинейный аномальный эффект Холла [99] как ненулевой поперечный (холловский) сигнал $V_H \sim I_0^2$ измеренный на второй 2ω гармонике по отношению к гармоническому переменному продольному току $I_0 \sin(\omega t)$ для двух разных образцов. На вставке показан для сравнения результат измерения на нулевой гармонике (постоянный ток). Видно искажение формы сигнала по сравнению с чисто квадратичным сигналом на второй гармонике, высокий уровень шумов, но само наличие выпрямленного сигнала, управляемого затворным напряжением, имеет перспективы практического применения [112]. Данные получены для топологического полуметалла GeTe при комнатной температуре. (Из работы [33].)

показана правильная пространственная симметрия эффекта [100, 101]. Для трёхмерных систем, таких как вейлевские полуметаллы, эффект был впервые продемонстрирован в работе [102], измерения во внешнем магнитном поле позволили доказать природу эффекта (Berry curvature dipole). В частности, серьёзной экспериментальной проблемой является разделение вклада от нелинейного аномального эффекта Холла и термо-эдс.

При протекании тока по образцу, происходит джоулев нагрев кристалла, при этом в силу конечной теплопроводности, в идеальной геометрии, температура кристалла уменьшается симметрично в направлении, перпендикулярном линии тока. Таким образом, мы можем ожидать, что в идеальной холловской геометрии оба потенциальных холловских контакта оказываются при одной температуре, и термо-эдс не даёт вклада в измеренный сигнал. С другой стороны, геометрия может оказаться неидеальной несмотря на все усилия экспериментатора. В этих условиях появляется сигнал термо-эдс (эффект Зеебека), пропорциональный разности температур, и, соответственно, джоулевому теплу $V_H \sim R_{xx} I_0^2 \sin^2(\omega t)$, что естественно приводит к появлению сигнала на второй гармонике. Отличить два этих вклада невозможно в нулевом магнитном поле, но они по-разному ведут себя при включении магнитного поля. Сигнал термо-эдс чётным образом зависит от поля, так как магнетосопротивление $R_{xx}(B)$ нечувствительно к направлению магнитного поля (эффект Нернста выпадает в холловской геометрии), в то время как сигнал нелинейного аномального эффекта Холла линейен, и, следовательно, нечётен, по магнитному полю [103, 104].

Эта качественная разница в зависимости холловского напряжения от магнитного поля была продемонстрирована в работе [102] для двух экспериментальных геометрий (рис. 15). В максимально идеальной холловской

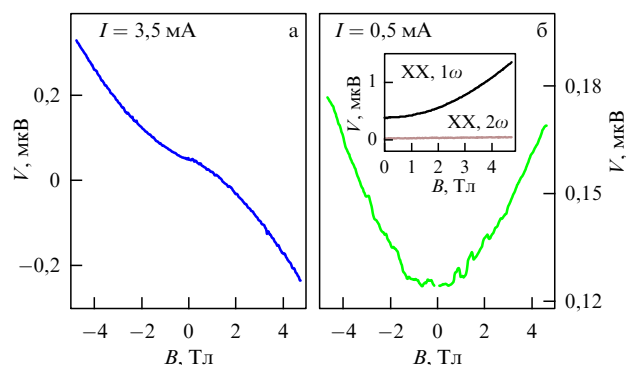


Рис. 15. (а) Нечётная зависимость поперечного напряжения на второй гармонике от магнитного поля, выходящая на линейную в сильных полях, для максимально идеальной, симметричной, холловской геометрии, как ожидается для нелинейного аномального эффекта Холла. (б) Для контактов, точно перпендикулярных линии тока, но при этом находящихся от неё на неравном расстоянии, измеренная чётная зависимость поперечного напряжения от магнитного поля, точно соответствует наблюдаемому в образцах магнетосопротивлению (показано на вставке как продольный V_{xx} сигнал на первой гармонике) и позволяет идентифицировать сигнал как происходящий от термо-эдс. Результаты получены для вейлевского полуметалла WTe_2 при температуре жидкого гелия 4,2 К. (Из работы [102].)

геометрии была показана нечётная зависимость поперечного напряжения от магнитного поля, выходящая на линейную в сильных полях, что позволяет идентифицировать холловское напряжение как происходящее от нелинейного аномального эффекта Холла (следует отметить, что сигнал ненулевой уже в нуле магнитного поля, в отличие от обычного холловского сигнала). Для контактов, точно перпендикулярных линии тока, но при этом находящихся от неё на неравном расстоянии, зависимость поперечного напряжения от магнитного поля чётна, она точно соответствует наблюдаемому в образцах магнетосопротивлению (показано на вставке как продольный V_{xx} сигнал на первой гармонике). При этом во всех этих экспериментах проверяется как отсутствие холловского сигнала на первой гармонике, так и продольного сигнала на второй в нулевом магнитном поле. Таким образом, в работе [102] продемонстрирован способ надёжно идентифицировать сигнал нелинейного аномального эффекта Холла.

Подобные эксперименты были проведены для различных материалов [33, 105–107]. Отдельно следует упомянуть GeTe, где нелинейный аномальный эффект Холла наблюдается уже при комнатной температуре [33] (см. рис. 14), в силу особенностей зонной структуры этого материала, в частности, известным для данного топологического полуметалла [69, 70] гигантским расщеплением Рашбы [71]. Последнее, кроме всего, может управляться внешним электрическим полем при постоянной концентрации носителей [71, 73, 108], что позволяет реализовать управляемый полем затвора нелинейный аномальный эффект Холла [33]. Влияние поля затвора было продемонстрировано и для двумерных дихалькогенидов WTe_2 [109], хотя причина эффекта в этом случае более тривиальна — в двумерном случае нет проблемы с экранировкой поля затвора носителями в образце, в отличие от трёхмерного GeTe [108].

С одной стороны, управление нелинейным аномальным эффектом Холла внешним электрическим полем

полезно для практических применений. В случае значительного отклика на нулевой частоте [33, 110, 111], эффект может быть использован для детектирования высокочастотных, вплоть до терагерцовых [112], сигналов без термических потерь. С другой, зависимость от внешнего поля подчёркивает роль ненулевой кривизны Берри в происхождении эффекта: для обсуждаемого в литературе вклада от несимметричного рассеяния на немагнитных примесях (skew scattering) [113] сложно ожидать эффект от затворного напряжения, экспериментально продемонстрированный в [33, 109].

Таким образом, нелинейный аномальный эффект Холла является прямой демонстрацией ненулевой кривизны Берри в топологических материалах, полученной в транспортном эксперименте.

8. Заключение. Возможные применения

В данном обзоре представлены результаты многолетних экспериментальных исследований транспортных свойств топологических полуметаллов, а именно: транспорт в условиях сверхпроводящего эффекта близости; спинполяризованный транспорт; кривизна Берри, нелинейный эффект Холла; выделение вклада поверхностных состояний в магнитном отклике.

С точки зрения практических применений, как наиболее явные можно предположить использование нелинейного аномального эффекта Холла для эффективного детектирования высокочастотных сигналов [112], использование аномального эффекта Холла для создания элементов магнитной памяти [114], и, как было показано экспериментально для магнитной киральной топологической системы [115], создание эталона сопротивления, не требующего (в отличие от квантования холловского сопротивления) использования внешнего магнитного поля.

Благодарности. Автор выражает свою благодарность своим коллегам: А.В. Тимониной и Н.Н. Колесникову, без образцов которых были бы невозможны представленные здесь эксперименты; А.А. Кононову, О.О. Швецову, В.Д. Есину, Н.Н. Орловой, за многолетнее сотрудничество в экспериментальных исследованиях; и Ю.С. Барашу за теоретическую поддержку и мудрые советы.

Список литературы

1. Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978); Пер. с англ. яз.: Kittel Ch *Introduction to Solid State Physics* (New York: Wiley, 1971)
2. Armitage N P, Mele E J, Vishwanath A *Rev. Mod. Phys.* **90** 015001 (2018)
3. Волков Б А, Панкратов О А *Письма в ЖЭТФ* **42** 145 (1985); Volkov B A, Pankratov O A *JETP Lett.* **42** 178 (1985)
4. Кононов А А, Девятков Э В *Письма в ЖЭТФ* **104** 831 (2016); Kononov A A, Devyatov E V *JETP Lett.* **104** 811 (2016)
5. Kane C L, Mele E J *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802 (2005); Fu L, Kane C L *Phys. Rev. B* **74** 195312 (2006)
6. Fu L, Kane C L, Mele E J *Phys. Rev. Lett.* **98** 106803 (2007); Fu L, Kane C L *Phys. Rev. B* **76** 045302 (2007)
7. Девятков Э В *УФН* **177** 207 (2007); Deviatov E V *Phys. Usp.* **50** 197 (2007)
8. Büttiker M *Phys. Rev. B* **38** 9375 (1988)
9. Halperin B I *Phys. Rev. B* **25** 2185 (1982)
10. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **61** 2015 (1988)
11. König M et al. *Science* **318** 766 (2007)
12. Schmidt T L et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 156402 (2012)
13. Kainaris N et al. *Phys. Rev. B* **90** 075118 (2014)
14. Väyrynen J K et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 216402 (2013); *Phys. Rev. B* **90** 115309 (2014)
15. Hosur P, Qi X C. R. *Phys.* **14** 857 (2013)
16. Thouless D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 405 (1982)
17. Hsieh D et al. *Science* **323** 919 (2009)
18. Nishide A et al. *Phys. Rev. B* **81** 041309 (2010)
19. Weng H, Dai X, Fang Z J. *Phys. Condens. Matter* **28** 303001 (2016)
20. Fang Y-W, Chen H *Commun. Mater.* **1** 1 (2020)
21. Filippetti A et al. *Nature Commun.* **7** 11211 (2016)
22. Kim T H et al. *Nature* **533** 68 (2016)
23. Fei Z et al. *Nature* **560** 336 (2018)
24. Xu S-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 096801 (2016)
25. Das P K et al. *Nature Commun.* **7** 10847 (2016)
26. Feng B et al. *Phys. Rev. B* **94** 195134 (2016)
27. Kononov A et al. *Письма в ЖЭТФ* **109** 176 (2019); *JETP Lett.* **109** 180 (2019)
28. Вул Б М, Заварицкая Э И *Письма в ЖЭТФ* **27** 580 (1978); Vul B M, Zavaritskaya E I *JETP Lett.* **27** 547 (1978)
29. Вул Б М, Заварицкая Э И *Письма в ЖЭТФ* **35** 209 (1982); Vul B M, Zavaritskaya E I *JETP Lett.* **35** 259 (1982)
30. Bianchi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 086802 (2011)
31. Wang Y et al., arXiv:2506.09756
32. Orlova N N et al. *Phys. Rev. B* **101** 235316 (2020)
33. Orlova N N et al. *Chinese Phys. Lett.* **40** 077302 (2023)
34. Hart S et al. *Nature Phys.* **10** 638 (2014)
35. Pribyl V S et al. *Nature Nanotechnol.* **10** 593 (2015)
36. Shvetsov O O et al. *Письма в ЖЭТФ* **107** 803 (2018); *JETP Lett.* **107** 774 (2018)
37. Shvetsov O O et al. *Europhys. Lett.* **124** 47003 (2018)
38. Kazmin D Yu et al. *ЖЭТФ* **166** 688 (2024)
39. Li C-Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 156601 (2020)
40. Tinkham M *Introduction to Superconductivity* 2nd ed. (New York: McGraw-Hill, 1996)
41. Banszerus L et al. *Phys. Rev. X* **15** 011021 (2025)
42. Yu W et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 177704 (2018)
43. Esin V D et al. *Nanomaterials* **12** 4114 (2022)
44. Morali N et al. *Science* **365** 1286 (2019)
45. Wang Q et al. *Nature Commun.* **9** 3681 (2018)
46. Shvetsov O O et al. *Phys. Rev. B* **101** 035304 (2020)
47. Андреев А Ф *ЖЭТФ* **46** 1823 (1964); Andreev A F *Sov. Phys. JETP* **19** 1228 (1964)
48. Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **25** 4515 (1982)
49. Liu E et al. *Nature Phys.* **14** 1125 (2018)
50. Wang Q et al. *Nature Commun.* **9** 3681 (2018)
51. Avakyants A A et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **573** 170668 (2023)
52. Shvetsov O O et al. *Письма в ЖЭТФ* **115** 304 (2022); *JETP Lett.* **115** 267 (2022)
53. Kapran O M et al. *Phys. Rev. Research* **2** 013167 (2020)
54. Kononov A et al. *Europhys. Lett.* **122** 27004 (2018)
55. Adroguer P et al. *Phys. Rev. B* **82** 081303 (2010)
56. Kopnin N B, Melnikov A S *Phys. Rev. B* **84** 064524 (2011)
57. Okugawa R, Murakami S *Phys. Rev. B* **89** 235315 (2014)
58. Bovenzi N et al. *Phys. Rev. B* **96** 035437 (2017)
59. Faraei Z, Jafari S A *Phys. Rev. B* **100** 035447 (2019)
60. Shvetsov O O et al. *Europhys. Lett.* **132** 67002 (2020)
61. Liu C-X et al. *Phys. Rev. B* **96** 075161 (2017)
62. Woods B D et al. *Phys. Rev. B* **100** 125407 (2019)
63. Esin V D et al. *Письма в ЖЭТФ* **113** 695 (2021); *JETP Lett.* **113** 662 (2021)
64. Bradlyn B et al. *Science* **353** aaf5037 (2016)
65. Tang P, Zhou Q, Zhang S-C *Phys. Rev. Lett.* **119** 206402 (2017)
66. Chang G et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 206401 (2017)
67. Schröter N B M et al. *Nature Phys.* **15** 759 (2019)
68. Sanchez D S et al. *Nature* **567** 500 (2019)
69. Krempaský J et al. *Phys. Rev. Lett.* **126** 206403 (2021)
70. Lau A, Ortix C *Phys. Rev. Lett.* **122** 186801 (2019)
71. Di Sante D et al. *Adv. Mater.* **25** 509 (2013)
72. Kremer G et al. *Phys. Rev. Research* **2** 033115 (2020)
73. Rinaldi Ch et al. *Nano Lett.* **18** 2751 (2018)
74. Avakyants A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **119** 614 (2024); *JETP Lett.* **119** 625 (2024)

75. Esin V D et al. *Письма в ЖЭТФ* **118** 846 (2023); *JETP Lett.* **118** 847 (2023)
76. Barash Yu S, Bobkova I V, Kopp T *Phys. Rev. B* **66** 140503 (2002)
77. Sperstad I B, Linder J, Sudbø A *Phys. Rev. B* **78** 104509 (2008)
78. Meng H, Wu X, Zheng Z *Europhys. Lett.* **104** 37003 (2013)
79. Myers E B et al. *Science* **285** 867 (1999)
80. Tsoi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998)
81. Tsoi M et al. *Nature* **406** 46 (2000)
82. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
83. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
84. Shvetsov O O et al. *Europhys. Lett.* **127** 57002 (2019)
85. Esin V D et al. *Phys. Rev. B* **101** 155309 (2020)
86. Esin V D et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **540** 168488 (2021)
87. Avakyants A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **121** 768 (2025); *JETP Lett.* **121** 727 (2025)
88. Hutasoit J A et al. *Phys. Rev. B* **90** 134409 (2014)
89. Araki Y, Nomura K *Phys. Rev. B* **93** 094438 (2016)
90. Pshenay-Severin D A et al. *J. Phys. Condens. Matter* **30** 135501 (2018)
91. Shinoda D, Asanabe S *J. Phys. Soc. Jpn.* **21** 555 (1966)
92. Stishov S M et al. *Phys. Rev. B* **86** 064433 (2012)
93. Seo K et al. *Nano Lett.* **7** 1240 (2007)
94. Liu T-K et al. *Nanotechnology* **26** 065707 (2015)
95. Orlova N N et al. *Phys. Rev. B* **107** 155137 (2023)
96. Duan H-J et al. *New J. Phys.* **20** 103008 (2018)
97. Kaladzhyan V, Zyuzin A A, Simon P *Phys. Rev. B* **99** 165302 (2019)
98. Duan H-J et al., arXiv:2211.12350
99. Sodemann I, Fu L *Phys. Rev. Lett.* **115** 216806 (2015)
100. Ma Q et al. *Nature* **565** 337 (2019)
101. Kang K et al. *Nature Mater.* **18** 324 (2019)
102. Shvetsov O O et al. *Письма в ЖЭТФ* **109** 751 (2019); *JETP Lett.* **109** 715 (2019)
103. Mandal D, Das R, Agarwal A *Phys. Rev. B* **106** 035423 (2022)
104. Zyuzin A A, Zyuzin A Yu *Phys. Rev. B* **95** 085127 (2017)
105. Tiwari A et al. *Nature Commun.* **12** 2049 (2021)
106. Есин В Д и др. *ЖЭТФ* **160** 928 (2021); Esin V D et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **133** 792 (2021)
107. Esin V D et al. *Chinese Phys. Lett.* **39** 097303 (2022)
108. Orlova N N et al. *Physica B* **647** 414358 (2022)
109. Ye X-G et al. *Phys. Rev. Lett.* **130** 016301 (2023)
110. Kumar D et al. *Nature Nanotechnol.* **16** 421 (2021)
111. Min L et al. *Nature Commun.* **14** 364 (2023)
112. Zhang Y, Fu L *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **118** e2100736118 (2021)
113. Isobe H, Xu S-Y, Fu L *Sci. Adv.* **6** eaay2497 (2020)
114. Li D et al. *Phys. Rev. B* **110** 035423 (2024)
115. Patel D K et al. *Nature Electron.* **7** 1111 (2024)

Topological semimetals: surface transport and spin effects

E.V. Deviatov

⁽¹⁾*Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences,*

ul. Akademika Osip'yana 2, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

⁽²⁾*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

E-mail: dev@issp.ac.ru

For the solid state physics, recent interest to topological systems is mostly connected with topological semimetals, in particular, to Weyl ones as the most representative semimetal type. Like other topological materials, e.g., topological and Chern insulators, topological semimetals acquire topologically protected surface states with linear dispersion. In contrast to helical surface states in topological insulators, the surface states are chiral for Weyl semimetals, similarly to Chern insulators, which allows to consider Weyl semimetals as the three-dimensional analog of the quantum Hall effect regime. Weyl semimetals are also interesting for spin-dependent effects, due to the spin-momentum locking in the topological surface states. For topological semimetals, the main problem of transport investigations is to reveal the surface states contribution in the material with gapless bulk spectrum. Here, we present review of experimental results on charge and spin transport in topological semimetals: charge transport in different superconducting proximity devices; spin-dependent transport; magnetic response of the topological surface states; nonlinear anomalous Hall effect as the direct manifestation of the non-zero Berry curvature in topological semimetals. Possible applications are also considered for this new class of topological materials.

Keywords: topological semimetals, superconducting proximity effect, spin-dependent transport, nonlinear anomalous Hall

PACS numbers: **71.30.+h**, **73.40.Qv**

Bibliography — 115 references

Received 30 June 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (5) 473–489 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (5) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.039962>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.04.039962>