

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Топологические состояния: что это и для чего?

Научная сессия Отделения физических наук  
Российской академии наук, 29 ноября 2017 г.

PACS numbers: 01.10. – m, 01.10.Fv

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.11.038257>

29 ноября 2017 года в конференц-зале Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Топологические состояния: что это и для чего?".

Объявленная на сайте Отделения физических наук РАН повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Тарасенко С.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Электронные свойства топологических изоляторов.*

2. **Девятков Э.В.** (Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл.). *Перенос заряда между сверхпроводником и краевым токонесящим состоянием в двумерной системе с инверсией зон.*

3. **Волков В.А.** (Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва). *Поверхностные состояния дираковских и вейлевских фермионов.*

Далее в этом номере публикуется статья, написанная на основе доклада 1.

*ронных состояний в двумерных и трёхмерных топологических изоляторах на основе соединения HgTe. Представлены результаты теоретического и экспериментального исследования взаимодействия электромагнитного поля с топологическими изоляторами, краевых и поверхностных фотогальванических эффектов.*

**Ключевые слова:** топологические изоляторы, краевые и поверхностные состояния, фотогальванические эффекты

## Содержание

1. Введение (1129).
  2. Двумерные топологические изоляторы на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe (1130).
  3. Трёхмерные топологические изоляторы на основе напряжённых плёнок HgTe (1132).
- Список литературы (1133).

## 1. Введение

Внесение идей топологии и топологических переходов в физику твёрдого тела [1–4] привело в начале XXI в. к теоретическому предсказанию и последующему экспериментальному открытию топологических изоляторов — нового класса диэлектрических трёхмерных (или квазидвумерных) кристаллических систем, имеющих устойчивые проводящие поверхностные (или краевые) состояния [5, 6]. Возникшее огромное внимание к топологическим изоляторам связано как с фундаментальным интересом к физике поверхности, которая играет важную роль в наноструктурах, так и с перспективой создания новых функциональных материалов и приборов на их основе для электронных и оптоэлектронных применений.

Возникновение состояний, локализованных на поверхности кристалла или гетерогранице двух материалов, связано в общем случае с нарушением трансляционной симметрии. Возможность существования таких состояний была теоретически предсказана И.Е. Таммом [7]; позже они были обнаружены в различных системах. Наличие или отсутствие таммовских состояний в конкретных системах и их свойства обычно определяются структурой поверхности. Поверхностные и краевые состояния в топологических изоляторах особенные. Они устойчивы к дефектам и неоднородностям поверхности и

PACS numbers: 72.25.Dc, 73.20. – r, 73.40. – c, 73.50.Pz  
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.11.038351>

## Электронные свойства топологических изоляторов. Структура краевых состояний и фотогальванические эффекты

С.А. Тарасенко

*Внесение идей топологии и топологических переходов в физику твёрдого тела привело к теоретическому предсказанию и последующему экспериментальному открытию топологических изоляторов — нового класса диэлектрических трёхмерных или квазидвумерных кристаллических систем, имеющих устойчивые проводящие поверхностные состояния. Представлен краткий обзор электронных свойств топологических изоляторов. Более подробно описана структура краевых и объёмных элект-*

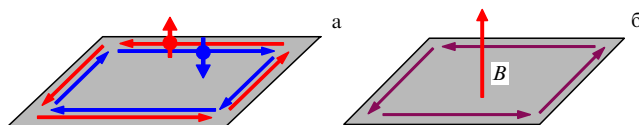
С.А. Тарасенко. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Российская Федерация  
E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

Статья поступила 16 апреля 2018 г.

заполняют по энергии всю запрещённую зону объёмного кристалла. Их наличие связано с топологией зонной структуры объёмного кристалла, а не с конкретной морфологией поверхности [5, 6, 8, 9]. "Топологически защищённые" поверхностные и краевые состояния формируются в диэлектрических материалах с инвертированной зонной структурой, обусловленной сильным спин-орбитальным взаимодействием. Зонная структура любого диэлектрического кристалла может быть охарактеризована топологическими инвариантами  $Z_2$ , которые принимают значения 0 или 1 и определяют, к какому типу диэлектрика — тривиальному или нетривиальному — относится данный кристалл.

Топологические защищённые поверхностные и краевые состояния невырождены (за исключением особых точек в зоне Бриллюэна) и являются спиральными: состояния с противоположными волновыми векторами связаны между собой симметрией относительно инверсии времени и характеризуются противоположными проекциями спина. Двумерный топологический изолятор со спиральными краевыми каналами (топологический изолятор класса  $Z_2$ ), в которых электроны с противоположной проекцией спина двигаются в противоположные стороны, изображён на рис. 1а. На рисунке 1б для сравнения показана двумерная электронная система в сильном магнитном поле в режиме квантового эффекта Холла — пример двумерного топологического изолятора класса  $Z$  с нарушенной симметрией относительно инверсии времени. В этом случае на краю двумерной системы формируются киральные краевые каналы, направление движения электронов в которых определяется направлением магнитного поля [10].

Согласно современным представлениям, объёмными топологическими изоляторами (класса  $Z_2$ ) является ряд двойных и тройных соединений Bi, Sb, Se, Te [11, 12], напряжённые слои HgTe [13–16] и  $\alpha$ -Sn [17]. Примером двумерных топологических изоляторов являются квантовые ямы определённой толщины на основе соединений HgTe/CdHgTe [18, 19], InAs/GaSb [20], некоторые гетероэвалентные структуры типа InSb/CdTe [21], а также силлен и германен — двумерные гексагональные кристаллы кремния и германия. Значительные усилия в настоящее время сосредоточены на изучении электронной структуры поверхностных и краевых состояний в этих системах, электрических, оптических, фотоэлектрических и термоэлектрических свойств топологических изоляторов, топологических изоляторов в магнитном поле или легированных магнитными примесями, исследовании транспорта носителей заряда через границы топологических изоляторов с ферромагнетиками и сверхпроводниками.



**Рис. 1.** (а) Двумерный топологический изолятор класса  $Z_2$ . Система в режиме квантового спинового эффекта Холла с краевыми спиральными состояниями. (б) Пример топологического изолятора класса  $Z$ . Двумерная система в режиме квантового эффекта Холла с краевыми киральными состояниями.

## 2. Двумерные топологические изоляторы на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe

Наиболее впечатляющие экспериментальные результаты в физике двумерных топологических изоляторов получены на структурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe [22–30].

Объёмный кубический HgTe является материалом с инвертированной зонной структурой, в котором зона  $\Gamma_8$  находится выше по энергии зоны  $\Gamma_6$  (рис. 2а). Инверсия в расположении зон обусловлена сильным спин-орбитальным взаимодействием, расщепляющим зону  $\Gamma_{15}$  на зоны  $\Gamma_8$  и  $\Gamma_7$  и выталкивающим зону  $\Gamma_8$  выше зоны  $\Gamma_6$ . Уровень Ферми в нелегированном кристалле проходит через четырёхкратно вырожденную точку зоны  $\Gamma_8$ , и объёмный кристалл является бесщелевым полупроводником [31].

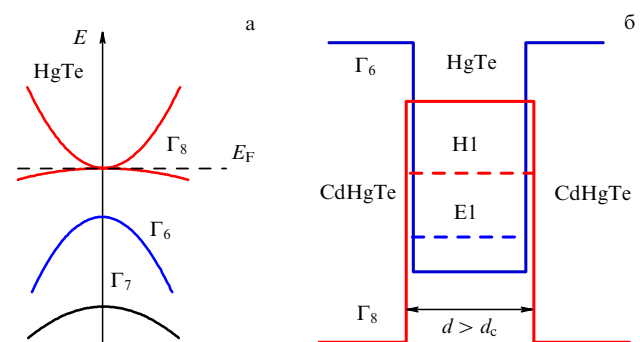
Запрещённая зона в спектре носителей заряда открывается при деформации объёмного кристалла [13] или за счёт эффекта размерного квантования в структурах нанометрового масштаба, например в квантовых ямах HgTe/CdHgTe [18, 32]. В зависимости от толщины, химического состава квантовой ямы и деформации, которые определяют порядок подзон размерного квантования, структура с квантовой ямой является тривиальным или топологически нетривиальным изолятором, бесщелевым полупроводником или полуметаллом. Широко исследуемые квантовые ямы  $\text{Cd}_{0,65}\text{Hg}_{0,35}\text{Te}/\text{HgTe}/\text{Cd}_{0,65}\text{Hg}_{0,35}\text{Te}$  на подложке CdTe имеют инвертированный порядок расположения электронной E1 и дырочной H1 подзон и являются двумерными топологическими изоляторами, если толщина ямы  $d$  превышает некоторую критическую толщину  $d_c \approx 6,5$  нм, но является не слишком большой [18, 33]. Зонная диаграмма таких структур проиллюстрирована на рис. 2б.

В рамках шестизонной  $\mathbf{k}$ p-модели волновые функции состояний в подзоне E1 с проекцией спина  $\pm 1/2$  и подзоне тяжёлых дырок H1 с проекцией момента  $\pm 3/2$  определяются выражениями

$$|E1, \pm 1/2\rangle = f_1(z)|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle + f_4(z)|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle, \quad (1)$$

$$|H1, \pm 3/2\rangle = f_3(z)|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle,$$

где  $f_1(z)$ ,  $f_3(z)$  и  $f_4(z)$  — плавные огибающие,  $z$  — ось роста структуры,  $|\Gamma_8, \pm 1/2\rangle$ ,  $|\Gamma_8, \pm 3/2\rangle$  и  $|\Gamma_6, \pm 1/2\rangle$  — блоховские амплитуды.



**Рис. 2.** (а) Зонная структура объёмного кристалла HgTe. (б) Положение электронной E1 и дырочной H1 подзон размерного квантования в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с толщиной, превышающей критическую толщину  $d_c$ .

Эффективный гамильтониан  $4 \times 4$ , описывающий состояние в квантовой яме при отличном от нуля волновом векторе  $\mathbf{k}$  в плоскости интерфейсов, для симметричных квантовых ям с кристаллографической ориентацией (001) в базисе состояний  $|E1, +1/2\rangle$ ,  $|H1, +3/2\rangle$ ,  $|E1, -1/2\rangle$  и  $|H1, -3/2\rangle$  имеет вид [18, 34]

$$H = \begin{pmatrix} \delta - Dk^2 & iAk_+ & 0 & i\gamma \\ -iAk_- & -\delta - Dk^2 & i\gamma & 0 \\ 0 & -i\gamma & \delta - Dk^2 & -iAk_- \\ -i\gamma & 0 & iAk_+ & -\delta - Dk^2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\delta = \delta_0 - Bk^2$ ,  $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$ ,  $x \parallel [100]$  и  $y \parallel [010]$  — оси в плоскости ямы,  $A$ ,  $B$ ,  $D$ ,  $\delta_0$  и  $\gamma$  — параметры эффективного гамильтониана, которые могут быть найдены из микроскопических расчётов [37] или определены из эксперимента. Параметр  $\delta_0$  определяет порядок подзон размерного квантования и ширину запрещённой зоны в квантовой яме,  $\delta_0 < 0$  при  $d > d_c$ . Параметр  $\gamma$  описывает смешивание состояний  $E1$  и  $H1$  при  $\mathbf{k} = 0$  за счёт отсутствия центра пространственной инверсии в квантовой яме. Анализ показывает, что смешивание происходит главным образом на интерфейсах квантовой ямы и является достаточно сильным:  $2|\gamma| \approx 10$  мэВ [34]. Антипересечение уровней, обусловленное смешиванием, приводит к перестройке энергетического спектра "объёмных" и краевых состояний, сильной анизотропии эффективного  $g$ -фактора краевых состояний и т.д. [35, 36].

В квантовых ямах с инвертированной зонной структурой вдоль латеральных краёв образца формируются одномерные спиральные состояния, волновые функции которых экспоненциально затухают в глубь квантовой ямы (см. рис. 1а). Дисперсия и волновые функции краевых состояний могут быть найдены из решения уравнения Шрёдингера  $H\Psi = E\Psi$  с граничными условиями.

На рисунке 3 представлен спектр электронных состояний в квантовой яме HgTe/CdHgTe, вычисленный для открытых граничных условий ( $\Psi = 0$  на краю квантовой ямы). Помимо делокализованных в плоскости ямы "объёмных" состояний спектр содержит две ветви, которые находятся в запрещённой зоне объёмных состояний и описывают краевые спиральные состояния. Вблизи точки пересечения ветвей спектр краевых состояний линейен и описывается эффективным вейлевским гамильтонианом

$$H_{\text{edge}} = \hbar v_{\text{edge}} \sigma_z k, \quad (3)$$

где  $v_{\text{edge}}$  — скорость,  $\sigma_z$  — матрица Паули,  $k$  — волновой вектор вдоль края. Влияние граничных условий на спектр и функции краевых состояний изучалось в работе [38].

Начиная с пионерской работы [19] транспорт носителей заряда в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с нетривиальной топологией изучался экспериментально в ряде работ (см., например, [22, 23, 25–28]). Было продемонстрировано, что краевые каналы вносят существенный вклад в проводимость и формируют нелокальный отклик. Вместе с тем было обнаружено, что баллистический характер движения носителей заряда по краевым каналам наблюдается только на микрометровых масштабах, а в образцах большего размера транспорт носит диффузионный характер. Такое поведение находится в противоречии с простой моделью краевых спиральных состояний, которая не допускает процессы рассеяния электронов "назад" с переворотом спина на флуктуа-

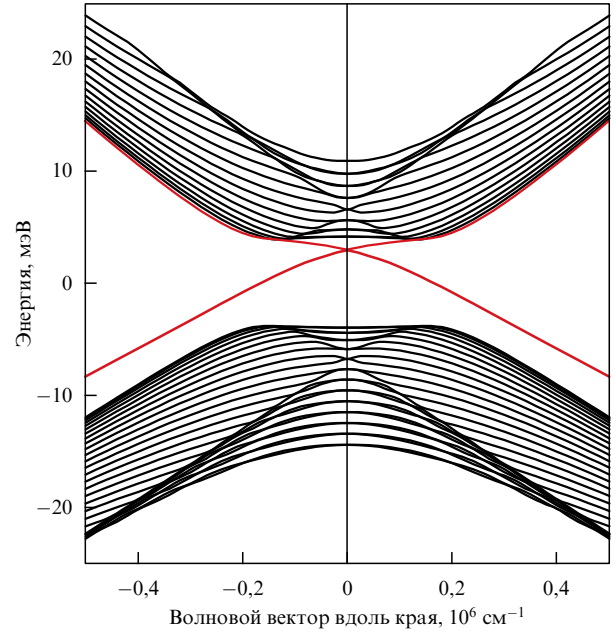
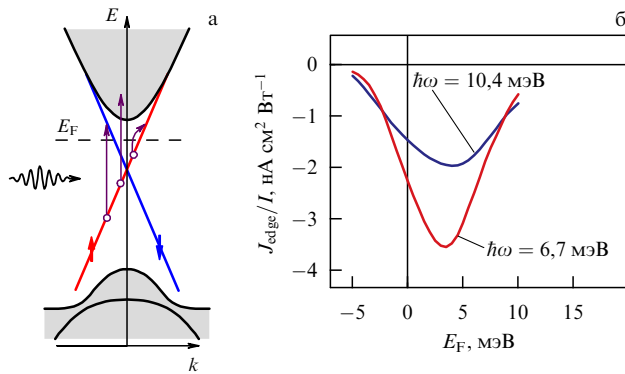


Рис. 3. Энергетический спектр электронных состояний в полоске шириной 1 мкм из квантовой ямы HgTe/CdHgTe с инвертированным порядком подзон [35]. Спектр содержит ветви краевых спиральных состояний.

циях электростатического потенциала и показывает, что топологическая защищённость состояний, связанная с симметрией относительно инверсии времени, в реальных образцах нарушается. Экспериментальные исследования влияния внешнего магнитного поля на транспорт по краевым каналам внесли дополнительную интригу: в первых работах сообщалось о подавлении транспорта магнитным полем [37], более детальные исследования показали, что магнетосопротивление немонотонно [39] и подавление возникает только в больших полях [25].

Микроскопические механизмы наблюдаемой импульсной и спиновой релаксации в краевых каналах в настоящее время обсуждаются. Нарушение баллистического характера движения электронов может быть связано с рассеянием на магнитных примесях, которые могут неконтролируемо присутствовать в структуре [40–43]. Рассеяние может также происходить на флуктуациях спиновой поляризации ядер атомов, образующих кристаллическую решётку, за счёт сверхтонкого взаимодействия [44–46]. Наиболее вероятный механизм подавления баллистического транспорта в реальных структурах — взаимодействие электронов в краевых каналах с электронными или дырочными "лужами", образующимися вблизи краёв образца из-за флуктуаций потенциала [47]. В этом случае можно ожидать, что совершенствование технологии создания двумерных топологических изоляторов приведёт к увеличению длины свободного пробега электронов по краевым каналам.

Эффективным инструментом изучения симметрии и спиновой структуры состояний, определения кинетических параметров носителей заряда является исследование фотогальванических эффектов — эффектов генерации направленного электрического тока при оптических переходах. В топологических изоляторах фотогальванические эффекты, связанные с краевыми состояниями, могут быть экспериментально отделены от объёмных



**Рис. 4.** (а) Зонная диаграмма электронных состояний в двумерном топологическом изоляторе. Вертикальными стрелками показаны возможные оптические переходы из краевых состояний. (б) Зависимости краевого фототока, обусловленного фотоионизацией краевых состояний под действием циркулярно поляризованного излучения, от энергии Ферми, рассчитанные для различных энергий кванта [29].

фотогальванических эффектов, поскольку они возникают и при возбуждении структуры излучением с энергией кванта  $\hbar\omega$ , меньшей ширины запрещённой зоны. Дополнительную информацию о природе фототока даёт его поляризационная зависимость, которая, как правило, различна для краевых и объёмных вкладов в фототок.

В зависимости от энергии фотона, ширины запрещённой зоны и положения уровня Ферми краевые фотогальванические эффекты связаны с различными типами оптических переходов (рис. 4а). Прямые оптические переходы между краевыми состояниями с противоположной проекцией спина возможны, если  $\hbar\omega > 2|E_F|$ , где  $E_F$  — энергия Ферми, отсчитанная от вейлевской точки. Такие переходы разрешены в магнитодипольном приближении [48] и в электродипольном приближении при учёте пространственной асимметрии структуры [49]. Прямые оптические переходы в электродипольном приближении могут также идти между краевыми состояниями и объёмными состояниями зоны проводимости или валентной зоны [50]. Наконец, поглощение высокочастотного излучения может быть связано с непрямыми оптическими переходами с участием примесей или фононов [51, 52]. Такие переходы требуют учёта нелинейности спектра, виртуальных процессов с промежуточными состояниями в зоне проводимости или валентной зоне или рассеяния с переворотом спина.

Эффект генерации краевого фототока в топологических изоляторах на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe при поглощении терагерцового излучения с энергией кванта, меньшей ширины запрещённой зоны, наблюдался в работе [29]. Фототок на противоположных краях образца тёк в противоположные стороны, направление фототока определялось знаком циркулярной поляризации излучения. Анализ зависимости фототока от напряжения на затворе структуры  $V_g$  и эффективности различных механизмов генерации тока показал, что фототок в определённом диапазоне напряжений  $V_g$  связан с фотоионизацией краевых состояний в зону проводимости. При поглощении циркулярно поляризованного излучения, например поляризации  $\sigma^+$ , вероятность оптических переходов из ветви краевых состояний с проекцией спина  $s = +1/2$  больше, чем вероятность оптических переходов из ветви состояний с проекцией спина  $s = -1/2$ . По-

скольку для краевых состояний проекция спина жёстко скоррелирована с направлением импульса, спин-зависимая асимметрия оптических переходов и приводит к генерации электрического тока вдоль края образца. При смене знака циркулярной поляризации излучения асимметрия оптических переходов меняет знак, и фототок меняет направление на противоположное.

В приближении времени релаксации фототок, текущий по краевым состояниям, определяется выражением

$$J_{\text{edge}} = -e \sum_{k,s} \tau_p(\varepsilon_{ks}) v_{ks} g_{ks}, \quad (4)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\tau_p$  — время релаксации электронов по импульсу, которое определяется процессами рассеяния назад,  $\varepsilon_{ks}$  и  $v_{ks} = (1/\hbar) d\varepsilon_{ks}/dk$  — энергия и скорость,  $g_{ks}$  — темп оптических переходов из состояния с волновым вектором  $k$  и проекцией спина  $s$ . Предполагается, что спиновая релаксация электронов в объёме образца достаточно быстрая, так что фотоионизованные электроны теряют свою спиновую ориентацию до того, как релаксируют обратно на краевые состояния.

Спин-зависимая асимметрия оптических переходов, описанная выше, может быть сформулирована в виде соотношения

$$\frac{g_{k,+1/2} - g_{k,-1/2}}{g_{k,+1/2} + g_{k,-1/2}} = KP_{\text{circ}}, \quad (5)$$

где  $K$  — безразмерный коэффициент, описывающий строгость правил отбора,  $P_{\text{circ}}$  — знак циркулярной поляризации излучения. Расчёт показывает, что коэффициент  $K$  имеет только слабую зависимость от волнового вектора  $k$  и энергии фотона [29]. В рамках простой четырёхподзонной модели без учёта смешивания состояний на интерфейсах квантовой ямы коэффициент  $K$  при  $k = 0$  равен  $2BD/(B^2 + D^2)$ , где  $B$  и  $D$  — параметры гамильтониана (2), см. [50]. Это позволяет представить выражение для краевого фототока (4) в виде

$$J_{\text{edge}} = -\frac{eKP_{\text{circ}}}{2\pi\hbar} \int \tau_p(\varepsilon) g_{\text{tot}}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

где  $g_{\text{tot}}(\varepsilon) = g_{k,+1/2} + g_{k,-1/2}$  — полный темп фотоионизации электронов из краевых состояний с энергией  $\varepsilon = \varepsilon_{ks}$  циркулярно поляризованным излучением.

На рисунке 4б представлены зависимости фототока, обусловленного фотоионизацией краевых состояний, от положения уровня Ферми, которым можно управлять в эксперименте, регулируя напряжение на затворе. Кривые рассчитаны для двух энергий фотонов  $\hbar\omega$ , соответствующих эксперименту [29]. Параметры эффективного гамильтониана взяты из работы [37]; время релаксации электронов в краевом канале  $\tau_p = 20$  пс оценено из длины свободного пробега, равной  $\sim 7$  мкм, которая наблюдается в структуре, и скорости  $v_{\text{edge}} \sim 10^7$  см  $s^{-1}$ . Зависимости, рассчитанные без подгоночных параметров, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

### 3. Трёхмерные топологические изоляторы на основе напряжённых плёнок HgTe

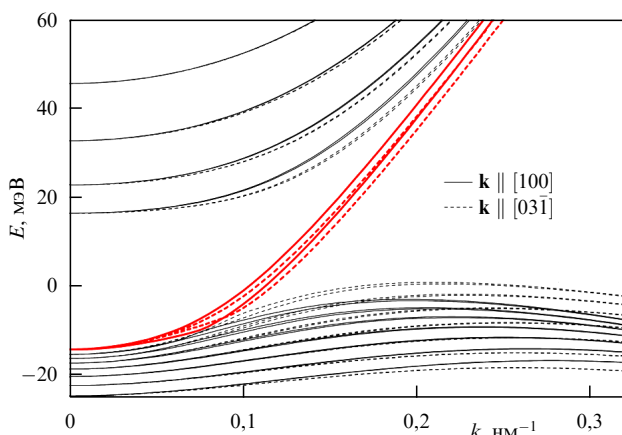
Трёхмерные топологические изоляторы имеют на поверхности двумерные проводящие состояния с жёст-

кой корреляцией направления импульса и ориентацией спина. Поскольку симметрия относительно инверсии времени не запрещает рассеяние электронов на электростатическом потенциале на произвольный угол (запрещено только рассеяние строго "назад" — рассеяние между состояниями, связанными операцией инверсии времени), транспорт электронов по поверхностным спиральным состояниям обычно носит диффузионный характер.

В топологических изоляторах на основе селенидов и теллуридов висмута и сурьмы запрещённая зона может достигать нескольких сотен миллиэлектронвольт, но подвижность поверхностных носителей заряда невысока даже при низких температурах и изучение электронного транспорта по поверхностным состояниям зачастую затруднено из-за большой концентрации носителей заряда в объёме кристалла [53–57]. Традиционным экспериментальным методом выявления поверхностных состояний и определения их энергетического спектра в таких структурах является фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) [12].

В топологических изоляторах на основе напряжённых эпитаксиальных плёнок HgTe, в которых щель в спектре объёмных состояний  $\sim 20$  мэВ открывается за счёт деформации, достигаются подвижности поверхностных носителей  $\sim 10^5$  см<sup>2</sup> В<sup>-1</sup> с<sup>-1</sup>, что позволяет наблюдать квантовый эффект Холла и осцилляции Шубникова–де Гааза [14, 15]. Высокая подвижность поверхностных носителей и незначительный вклад объёмных носителей позволяют также изучать циклотронный резонанс в спектрах пропускания и магнитооптический эффект Фарадея [58, 59].

На рисунке 5 показан спектр электронных состояний в структуре CdHgTe/HgTe/CdHgTe с напряжённой плёнкой HgTe толщиной 80 нм. Расчёт выполнен в рамках шестизонной **kp**-модели для структур с кристаллографической ориентацией (013), которые широко изучаются экспериментально. Спектр содержит ветви поверхностных состояний в запрещённой зоне объёмной напряжённой плёнки HgTe, которые локализованы вблизи верхней и нижней границы плёнки. Вейлевские точки поверхностных состояний для верхней и нижней поверх-



**Рис. 5.** Энергетический спектр электронных состояний в структуре Cd<sub>0,65</sub>Hg<sub>0,35</sub>Te/HgTe/Cd<sub>0,65</sub>Hg<sub>0,35</sub>Te, выращенной на подложке CdTe с кристаллографической ориентацией (013), при толщине напряжённой плёнки HgTe 80 нм и поперечном электрическом поле  $E_z = 0,5$  кВ см<sup>-1</sup> [16].

ностей плёнки находятся глубоко в валентной зоне, что приводит к смешиванию поверхностных и объёмных состояний и отклонению дисперсии поверхностных состояний от линейной [14, 16]. В структурах с кристаллографической ориентацией (013) спектр является анизотропным в плоскости интерфейсов. Дисперсии поверхностных и объёмных состояний для двух ортогональных направлений волнового вектора **k** показаны сплошными и штриховыми линиями.

Замечательную возможность изучения поверхностных состояний в трёхмерных топологических изоляторах, как и краевых состояний в двумерных топологических изоляторах, дают фотогальванические эффекты и эффект генерации второй гармоники. Поверхностные фотогальванические эффекты в трёхмерных топологических изоляторах Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, (Bi<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> исследовались экспериментально и теоретически в работах [60–68], в топологических изоляторах на основе напряжённых плёнок HgTe — в работе [16]. Измерения позволили восстановить спектр носителей заряда, изучить механизмы формирования фототока для различных диапазонов длин волн. В топологических изоляторах на основе плёнок HgTe был изучен фотогальванический эффект во внешнем магнитном поле, нормальном по отношению к поверхности плёнки. Обнаружено значительное увеличение фототока в условиях циклотронного резонанса, когда частота электромагнитного поля близка к циклотронной частоте поверхностных носителей заряда [16]. Выполненный расчёт спектра хорошо описывает наблюдаемые положения циклотронных резонансов.

Физика топологических изоляторов в настоящее время активно развивается и, без сомнений, принесёт много пользы как для фундаментальной науки, так и для практических приложений в электронике и оптоэлектронике.

Автор благодарен М.В. Дурневу, Г.В. Будкину и С.Д. Ганичеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 17-12-01265).

## Список литературы

1. Березинский В Л *ЖЭТФ* **61** 1144 (1971); Berezinskii V L *Sov. Phys. JETP* **34** 610 (1972)
2. Kosterlitz J M, Thouless D J *J. Phys. C* **6** 1181 (1973)
3. Thouless D J et al. *Phys. Rev. Lett.* **49** 405 (1982)
4. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **61** 2015 (1988)
5. Hasan M Z, Kane C L *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045 (2010)
6. Qi X-L, Zhang Sh-Ch *Rev. Mod. Phys.* **83** 1057 (2011)
7. Tamm I *Phys. Z. Sowjetunion* **1** 733 (1932)
8. Волков Б А, Панкратов О А *Письма в ЖЭТФ* **42** 145 (1985); Volkov B A, Pankratov O A *JETP Lett.* **42** 178 (1985)
9. Волков Б А, Панкратов О А *УФН* **149** 334 (1986); Volkov B A, Pankratov O A *Sov. Phys. Usp.* **29** 575 (1986)
10. Долгополов В Т *УФН* **184** 113 (2014); Dolgoplov V T *Phys. Usp.* **57** 105 (2014)
11. Zhang H et al. *Nature Phys.* **5** 438 (2009)
12. Xia Y et al. *Nature Phys.* **5** 398 (2009)
13. Fu L, Kane C L *Phys. Rev. B* **76** 045302 (2007)
14. Brüne C et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 126803 (2011)
15. Kozlov D A et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 196801 (2014)
16. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **92** 165314 (2015)
17. Barfuss A et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 157205 (2013)
18. Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S-C *Science* **314** 1757 (2006)
19. König M et al. *Science* **318** 766 (2007)
20. Knez I et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 026602 (2014)

21. Liu Q et al. *Adv. Function. Mater.* **26** 3259 (2016)
22. Roth A et al. *Science* **325** 294 (2009)
23. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **84** 121302(R) (2011)
24. Zholudev M et al. *Phys. Rev. B* **86** 205420 (2012)
25. Ма Е et al. *Nature Commun.* **6** 7252 (2015)
26. Миньков Г М и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 522 (2015); Min'kov G M et al. *JETP Lett.* **101** 469 (2015)
27. Tikhonov E S et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 787 (2015); *JETP Lett.* **101** 708 (2015)
28. Кононов А et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 44 (2015); *JETP Lett.* **101** 41 (2015)
29. Dantscher K-M et al. *Phys. Rev. B* **95** 201103(R) (2017)
30. Кадюков А М et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 086401 (2018)
31. Дьяконов М И, Хаецкий А В *Письма в ЖЭТФ* **33** 115 (1981); D'yakonov M I, Khaetskii A V *JETP Lett.* **33** 110 (1981)
32. Герчиков Л Е, Субашиев А В *ФТП* **23** 2210 (1989); Gerchikov L G, Subashiev A V *Sov. Phys. Semicond.* **23** 1368 (1989)
33. Raichev O E *Phys. Rev. B* **85** 045310 (2012)
34. Tarasenko S A et al. *Phys. Rev. B* **91** 081302(R) (2015)
35. Durnev M V, Tarasenko S A *Phys. Rev. B* **93** 075434 (2016)
36. Minkov G M et al. *Phys. Rev. B* **93** 155304 (2016)
37. König M et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **77** 031007 (2008)
38. Enaldiev V V, Zagorodnev I V, Volkov V A *Письма в ЖЭТФ* **101** 94 (2015); *JETP Lett.* **101** 89 (2015)
39. Gusev G M et al. *Phys. Rev. B* **87** 081311(R) (2013)
40. Tanaka Y, Furusaki A, Matveev K A *Phys. Rev. Lett.* **106** 236402 (2011)
41. Lunde A M, Platero G *Phys. Rev. B* **86** 035112 (2012)
42. Altshuler B L, Aleiner I L, Yudson V I *Phys. Rev. Lett.* **111** 086401 (2013)
43. Kurilovich P D et al. *Письма в ЖЭТФ* **106** 575 (2017); *JETP Lett.* **106** 593 (2017)
44. Maestro A D, Hyart T, Rosenow B *Phys. Rev. B* **87** 165440 (2013)
45. Lunde A M, Platero G *Phys. Rev. B* **88** 115411 (2013)
46. Tarasenko S A, Burkard G *Phys. Rev. B* **94** 045309 (2016)
47. Väyrynen J I et al. *Phys. Rev. B* **90** 115309 (2014)
48. Dóra B et al. *Phys. Rev. Lett.* **108** 056602 (2012)
49. Durnev M V, Tarasenko S A, arXiv:1805.04331
50. Kaladzhyan V, Aseev P P, Artemenko S N *Phys. Rev. B* **92** 155424 (2015)
51. Tarasenko S A *Письма в ЖЭТФ* **85** 216 (2007); *JETP Lett.* **85** 182 (2007)
52. Entin M V, Magarill L I *Письма в ЖЭТФ* **103** 804 (2016); *JETP Lett.* **103** 711 (2016)
53. Checkelsky J G et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 246601 (2009)
54. Analytis J G et al. *Phys. Rev. B* **81** 205407 (2010)
55. Ren Z et al. *Phys. Rev. B* **84** 165311 (2011)
56. Xia B et al. *Phys. Rev. B* **87** 085442 (2013)
57. Pan Y et al. *New J. Phys.* **16** 123035 (2014)
58. Shuvaev A et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 241902 (2013)
59. Shuvaev A M et al. *Phys. Rev. B* **87** 121104(R) (2013)
60. Hsieh D et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 057401 (2011)
61. McIver J W et al. *Nature Nanotechnol.* **7** 96 (2012)
62. Olbrich P et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 096601 (2014)
63. Shikin A M et al. *ФТТ* **58** 1617 (2016)
64. Hamh S Y et al. *Phys. Rev. B* **94** 161405(R) (2016)
65. Galeeva A V et al. *Semicond. Sci. Technol.* **31** 095010 (2016)
66. Pan Y et al. *Nature Commun.* **8** 1037 (2017)
67. Huang Y Q et al. *Nature Commun.* **8** 15401 (2017)
68. Kuroda K et al. *Phys. Rev. B* **95** 081103(R) (2017)

## Electron properties of topological insulators. The structure of edge states and photogalvanic effects

S.A. Tarasenko

*Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences,  
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru*

Integrating the ideas of topology and topological transitions into solid state physics has led to the theoretical prediction and subsequent experimental discovery of topological insulators, a new class of three- or quasi-two-dimensional dielectric crystalline systems exhibiting stable conducting surface states. This paper briefly reviews the electronic properties of topological insulators. The structure of edge and bulk electronic states in two- and three-dimensional HgTe-based topological insulators is described in particular detail. Recent theoretical and experimental results on the interaction of an electromagnetic field with topological insulators and on edge and surface photogalvanic effects are presented.

**Keywords:** topological insulators, edge and surface states, photogalvanic effects

PACS numbers: 72.25.Dc, **73.20. – r**, **73.40. – c**, 73.50.Pz

Bibliography — 68 references

*Received 16 April 2018*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188** (10) 1129–1134 (2018)

*Physics – Uspekhi* **61** (10) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.11.038351>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.11.038351>