

УДК 538.93

ВКЛАД СОСТОЯНИЙ НА ИНТЕРФЕЙСАХ В ТЕРАГЕРЦОВУЮ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ С ИНВЕРСНЫМ СПЕКТРОМ

© 2023 г. А. С. Казаков^{1, *}, А. В. Галеева¹, А. И. Артамкин¹, А. В. Иконников¹,
С. Н. Чмырь¹, С. А. Дворецкий², Н. Н. Михайлов², М. И. Банников³,
С. Н. Данилов⁴, Л. И. Рябова⁵, Д. Р. Хохлов^{1, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук”,
Новосибирск, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Университет Регенсбурга, Регенсбург, Германия

⁵Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Химический факультет, Москва, Россия

*E-mail: askazakov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 05.12.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 27.02.2023 г.

Экспериментально выявлены различия электронных состояний в топологических материалах на основе эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, с необходимостью формирующихся на границах топологической фазы с вакуумом и с тривиальным буфером в областях гетероперехода. Было продемонстрировано, что наблюдаемая в указанных структурах PT -симметричная терагерцовая фотопроводимость обусловлена именно состояниями в области интерфейсов топологическая пленка/тривиальный буфер (или покровный слой).

DOI: 10.31857/S0367676523701466, EDN: VLPVZT

ВВЕДЕНИЕ

Физика топологических изоляторов (ТИ) — одно из наиболее актуальных и динамично развивающихся направлений современной физики конденсированного состояния. В ТИ энергетические термы, соответствующие валентной зоне и зоне проводимости, оказываются инвертированными благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию. Как следствие, в приповерхностной области ТИ с необходимостью возникают двумерные электронные состояния, характеризующиеся линейным дираковским законом дисперсии и жесткой связью между направлениями векторов квазиимпульса и спина электрона [1]. Двумерные электронные состояния с линейным законом дисперсии могут образовываться не только на границе объемных ТИ, но и в гетероструктурах в области гетеропереходов тривиальный буфер/топологическая пленка [1–3]. Ранее предполагалось, что двумерные топологические

состояния, сформированные на различных типах границ топологической фазы, имеют аналогичные свойства [1].

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ обладают рядом отличительных свойств по сравнению с другими ТИ. HgTe характеризуется инверсной упорядоченностью зонной структуры и формирует топологическую фазу, что было однозначно экспериментально подтверждено ARPES [4, 5]. Замещение Hg и увеличение мольной доли Cd в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ приводит к фазовому переходу от топологической фазы к тривиальной при $x = 0.16$ ($T = 0$) [6–9]. В сравнении с большинством других объемных ТИ, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ характеризуется сравнительно низкими концентрациями носителей заряда в объеме активного слоя [10, 11], что способствует изучению электронного транспорта посредством топологических состояний на фоне проводимости по объему. В частности, это позволяет изучать целый ряд фотоэлек-

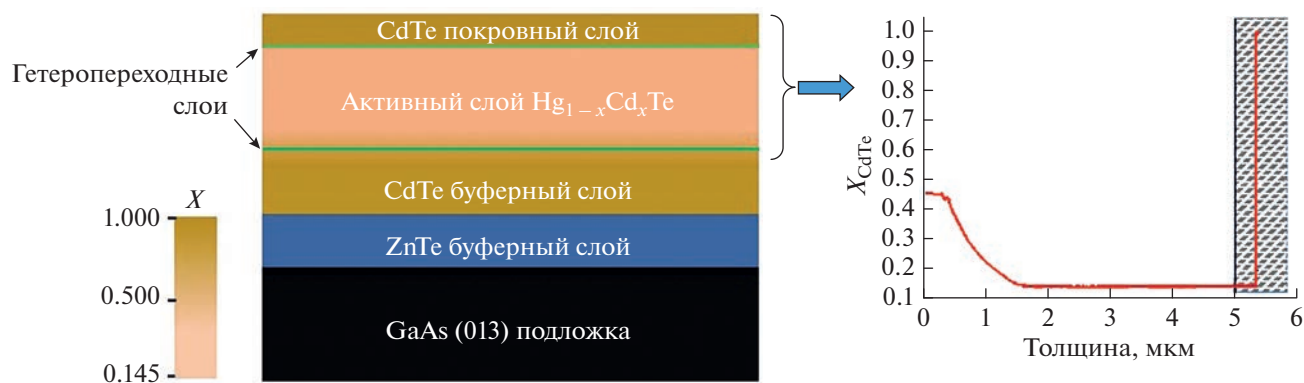


Рис. 1. Принципиальная схема изучаемой гетероструктуры. График на правой части рисунка отображает распределение содержания CdTe x в активном слое структуры. Заштрихованная область соответствует удаленному слою в травленной структуре.

трических эффектов, например, фотопроводимость [12–17] в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Особо отметим наблюдавшуюся в 3D пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в работе [18] нехарактерную PT -симметричную фотопроводимость в условиях возбуждения терагерцовым лазерным излучением.

Измерения фотопроводимости в работе [18] были проведены при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях до 4 Тл в геометрии Фарадея. Амплитуда фотопроводимости не является четной функцией магнитного поля, тем самым нарушая T -симметрию (обращения знака времени). Кроме того, на зеркально-противоположных потенциальных контактах мостика Холла фотопроводимость также принципиально различается, тем самым нарушая P -симметрию (пространственную четность). В то же время, одновременная смена пары контактов на зеркальную и направления магнитного поля на противоположное сохраняет качественный вид фотоотклика, что свидетельствует о сохранении PT -симметрии.

Целью настоящей работы являлось выявление элемента гетероструктуры, отвечающего за проявление PT -симметричной фотопроводимости. В частности, показано, что проявление эффекта обусловлено свойствами интерфейса топологическая пленка/тривиальный буфер (покрывной слой), а не границей топологической фазы с вакуумом, на которой с помощью ARPES [4, 5] также было экспериментально подтверждено формирование спин-поляризованных электронных состояний с дираковским законом дисперсии.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучена фотопроводимость, индуцированная терагерцовыми лазерными импульсами, в гетероструктурах на основе 3D $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Образцы

синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке полуизолирующего GaAs [10, 11]. Гетероструктуры имеют следующую последовательность слоев: буферные слои ZnTe и CdTe, варизонный переходный слой $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ (~1.2 мкм) с высоким содержанием Cd, рабочий слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (~4 мкм), закрывающий слой CdTe с толщиной порядка 10 нм (рис. 1). Содержание Cd в рабочей зоне структуры $x = 0.145$ соответствует топологической фазе. Вариация состава u в гетеропереходной области между активным слоем и тривиальным буфером осуществляется плавно, тогда как гетеропереход между рабочей зоной и закрывающим слоем характеризуется резким изменением состава твердого раствора. Состав твердого раствора в процессе синтеза контролировался *in situ* с помощью эллипсометрии [11].

Изучены два типа структур: изначальная и со стравленным закрывающим слоем (рис. 1, заштрихованная область). Удаление покрывного слоя структуры производилось с помощью химического травления в растворе на основе $\text{HBr} + 0.01\% \text{Br}_2$.

Холловские мостики стандартной конфигурации с характерными размерами $5 \times 0.5 \text{ мм}^2$ были изготовлены с помощью фотолитографии. Все изученные образцы имели n -тип проводимости и концентрацию свободных электронов в объеме порядка $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температуре жидкого гелия.

Терагерцовое излучение генерировалось импульсным газовым NH_3 лазером с длительностью импульса ~100 нс. Частота лазерного излучения изменялась от 1.07 до 3.3 ТГц, мощность достигала 10 кВт [19, 20]. Фотопроводимость изучалась при $T = 4.2$ К в условиях приложения магнитного поля до 0.5 Тл в геометрии Фарадея. Условимся считать направление магнитной индукции положительным — B^+ — в случае если индукция маг-

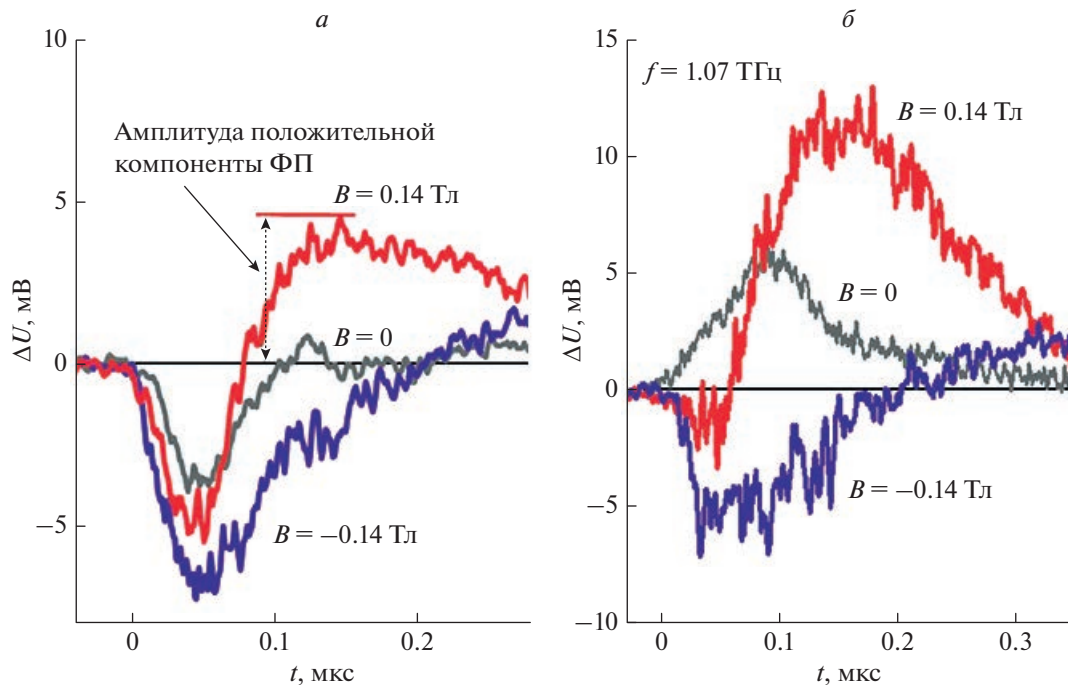


Рис. 2. Кинетики терагерцового фотоотклика, измеренные в исходной (а) и травленной (б) структурах в условиях отсутствия и приложения магнитного поля различных направлений $B = 0, \pm 0.14$ Тл. Схема измерений подобрана таким образом, что положительное значение ΔU соответствует положительной фотопроводимости, а отрицательное ΔU — отрицательной фотопроводимости. Частота терагерцового излучения $f = 1.07$ ТГц.

нитного поля сонаправлена с потоком падающего излучения. В противном случае — отрицательным (B^-).

Сначала рассмотрим исходную структуру, кинетика сигнала фотопроводимости в которой представлена на рис. 2а. В нулевом магнитном поле фотоотклик в начале импульса отрицательный, далее — знакопеременный. С ростом магнитного поля B^+ положительная компонента фотоотклика существенно возрастает. Амплитуда этой компоненты A (см. определение на рис. 2а) достигает максимума в магнитном поле $B^+ \approx 0.15$ Тл и снижается при дальнейшем увеличении амплитуды поля (см. красные закрашенные точки на рис. 3а). В магнитном поле противоположного направления B^- положительная компонента фотопроводимости практически отсутствует вне зависимости от амплитуды поля. Необходимо отметить, что для зеркально-противоположной пары потенциальных контактов (см. вставку на рис. 3а) положительная фотопроводимость ведет себя противоположным же образом: проявляется в отрицательных магнитных полях B^- и подавляется в условиях приложения положительного магнитного поля B^+ (рис. 3а, пустые красные точки). Таким образом, как и в работе [18], положи-

тельная компонента фотопроводимости демонстрирует PT -симметричный характер.

Стравливание 10-нанометрового покровного слоя приводит к существенному изменению кинетики и амплитуды фотопроводимости. В отсутствие магнитного поля фотопроводимость становится положительной, тогда как отрицательная компонента начинает проявляться только при приложении магнитного поля (рис. 2б). Положительная компонента фотопроводимости по-прежнему демонстрирует PT -симметричное поведение, но амплитуда увеличивается в несколько раз в сравнении с исходной структурой (рис. 3, синие точки).

Кроме того, изучена зависимость терагерцовой фотопроводимости от нормальной и тангенциальной компонент магнитного поля. Для оценки вкладов различных компонент магнитного поля образец поворачивался вокруг вертикальной оси (см. вставку на рис. 4). В условиях приложения ненулевого магнитного поля (рис. 4, красные точки) амплитуда положительной фотопроводимости хорошо аппроксимируется функцией $\cos(\alpha)$. В отсутствие магнитного поля (рис. 4, черные точки) поворот образца, приводящий также к изменению угла падения терагерцового излучения, практически не влияет на величину положительной фотопроводимости.

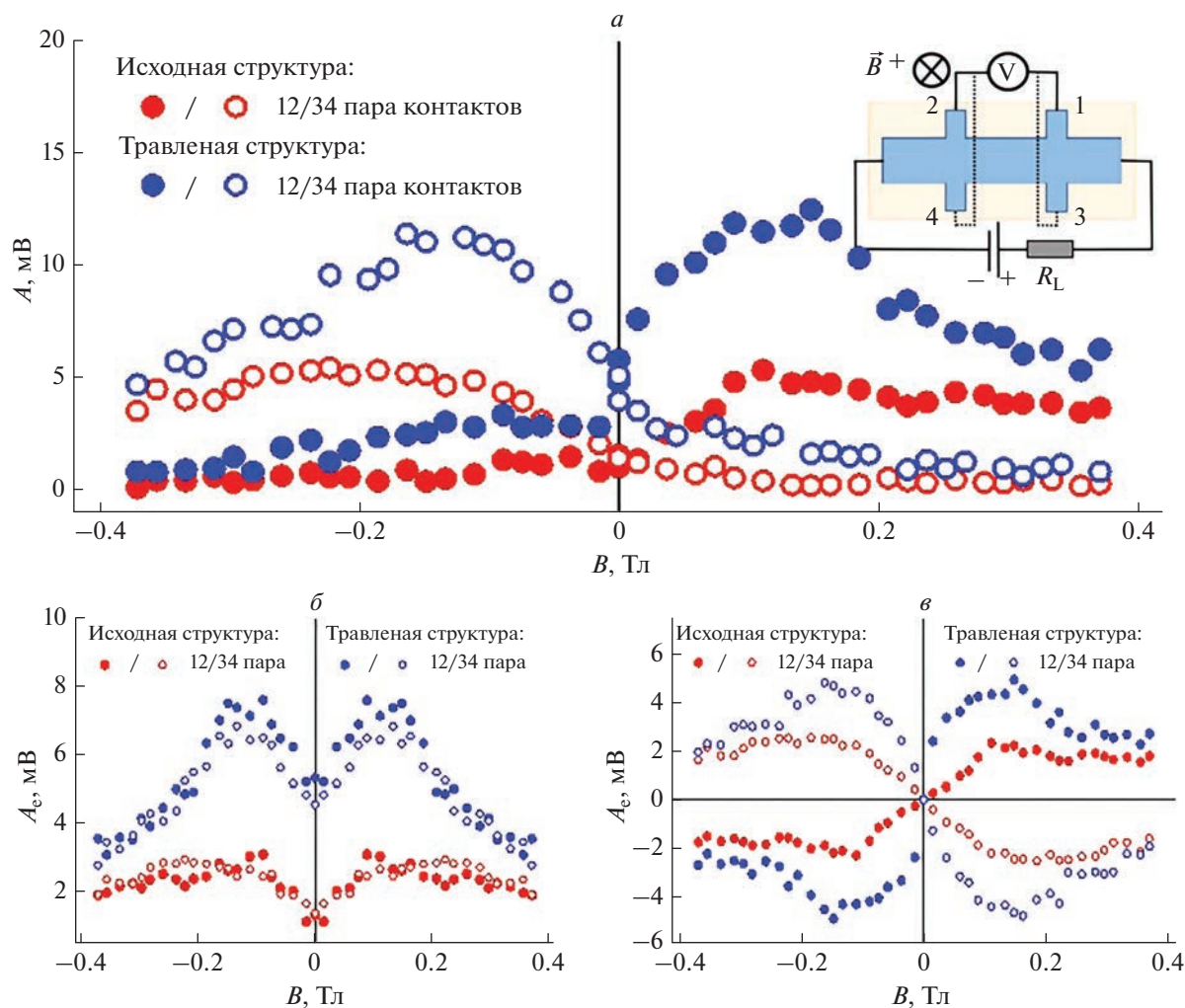


Рис. 3. Магнитополевая зависимость амплитуды положительной компоненты фотопроводимости. На панели (а) представлена магнитополевая зависимость амплитуды положительной компоненты фотоотклика. На панелях (б) и (в) отображены зависимости четной и нечетной составляющих положительной компоненты фотопроводимости. Измерения осуществлены с пар потенциальных контактов 1–2 (закрашенные точки) и 3–4 (открытые точки) исходного (красные точки) и травленого (черные точки) образцов. Частота излучения $f = 1.07$ ТГц.

Ключевые особенности наблюдаемых эффектов не зависели от частоты излучения, варьируемой в пределах от 1.07 до 3.3. ТГц, также как и от поляризации — линейной или циркулярной.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Кинетика регистрируемого фотоотклика имеет сложный характер, обусловленный вкладами нескольких различных компонент, имеющих как положительный, так и отрицательный знак. Отрицательная компонента фотопроводимости является четной функцией магнитного поля и практически не отличается для двух зеркально-противоположных пар потенциальных контактов мостика Холла. В предыдущих наших работах было продемонстрировано, что этот вклад в фотопроводимость обусловлен разогревом электрон-

ного газа терагерцовым излучением, что приводит к снижению подвижности и, следовательно, к отрицательной фотопроводимости [16, 17].

Положительная компонента фотопроводимости демонстрирует асимметричное в магнитном поле поведение, а также зависит от расположения пары потенциальных контактов на мостике Холла. Феноменологически, положительная компонента фотопроводимости может быть интерпретирована в виде суммы четного A_e и нечетного A_o в магнитном поле вкладов. Разложение амплитуды положительного фотоотклика A на соответствующие четный A_e и нечетный A_o вклады для двух изученных структур приведена на рис. 3б и 3в, соответственно. Из рис. 3 видно, что четная по магнитному полю компонента A_e практически не отличается на зеркально-противоположных па-

рах потенциальных контактов, тогда как нечетная компонента A_o , измеренная на противоположных сторонах образца имеет одинаковую амплитуду, но разные знаки.

Представленное на рис. 3 разложение фотоотклика на компоненты имеет вполне определенный физический смысл. В соответствии с [21], нечетная в магнитном поле компонента отвечает за возникновение киральной нелокальной фотопроводимости. В нелокальной геометрии измерений, исключая вклад объемного транспорта, фотоиндуцированные терагерцовым излучением токи текут вдоль края образца. Киральность фототоков меняется как при изменении направления магнитного поля, так и при смене полярности приложенного напряжения смещения. Краевые фототоки отсутствуют в отсутствие магнитного поля или смещения. По всей видимости, в стандартной геометрии Холла, используемой в данной работе, киральные нелокальные фототоки складываются с объемными фототоками на одном конце образца и компенсируют друг друга на другом, что приводит к возникновению нечетного в магнитном поле вклада в фотоотклик и PT -симметричному характеру фотопроводимости.

Симметричная в магнитном поле компонента фотопроводимости A_e может быть обусловлена генерационными процессами в объеме структуры. Ответ на вопрос о том, какой именно элемент гетероструктуры ответственен за проявление нечетной в магнитном поле компоненты A_o , не столь очевиден.

Прежде всего, очевидно, что объем структуры не может быть таковым элементом ввиду протекания фотоиндуцированных токов вдоль края образца. Таким образом, только боковые поверхности пленки и края интерфейсов топологическая пленка/тривиальный буфер и топологическая пленка/покровный слой могут быть ответственны за проявление асимметричной в магнитном поле фотопроводимости. Рассмотрим эти варианты подробнее.

В рамках предположения о том, что киральные фототоки текут вдоль боковых поверхностей пленки, т.е. в области между топологической пленкой и вакуумом, стравливание покровного слоя структуры должно приводить к исчезновению эффекта. Действительно, вследствие удаления закрывающего слоя, верхняя поверхность структуры также становится интерфейсом между топологической фазой и вакуумом, поэтому возникающие фототоки, текущие вдоль боковых поверхностей, должны шунтироваться токами вдоль верхней границы пленки. Однако экспериментальные результаты однозначно демонстрируют значительный рост PT -симметричной компоненты фотопроводимости в результате удаления покровного слоя (рис. 3).

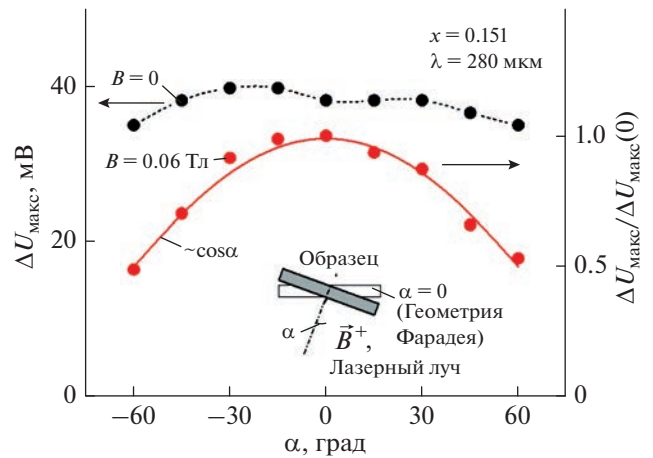


Рис. 4. Зависимость амплитуды положительной компоненты фотопроводимости от угла поворота образца в условиях приложения магнитного поля $B = 0.06$ Тл (красные точки) и в отсутствие магнитного поля (черный). Красная кривая — функция $\cos(\alpha)$. Частота терагерцового излучения $f = 1.07$ ТГц.

Дополнительным аргументом в пользу предположения об определяющем вкладе интерфейса топологическая пленка/тривиальный буфер в положительную PT -симметричную фотопроводимость является косинусоидальная зависимость амплитуды фотоотклика от угла поворота образца. Действительно, если бы основной вклад в эффект асимметрии терагерцового фотоотклика вносили бы боковые поверхности структуры, это бы означало, что за проявление эффекта ответственна тангенциальная по отношению к боковым поверхностям компонента вектора индукции магнитного поля. В таком случае в результате поворота образца вокруг вертикальной оси на угол $\alpha = 90^\circ$ по крайней мере для двух боковых поверхностей тангенциальная компонента индукции магнитного поля не обращалась бы в 0. Следовательно, зависимость, приведенная на рис. 4, в таком случае не аппроксимировалась бы с хорошей точностью функцией $\cos(\alpha)$. Таким образом, определяющий вклад в проявление эффекта асимметрии вносят именно интерфейсы топологическая пленка — тривиальный буфер (покровный слой).

Необходимо отметить, что микроскопическая природа возникновения киральных нелокальных фотоиндуцированных токов, приводящих к PT -симметричному характеру фотопроводимости, остается неизвестной.

Тем не менее, представленные результаты указывают, что область гетероперехода топологическая пленка/тривиальный буфер (покровный слой) является элементом структуры, ответственным за проявление эффекта асимметричной в магнитном поле фотопроводимости. Интерфейс

топологическая пленка/вакуум такими свойствами не обладает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, было показано, что электронные состояния, формирующиеся на интерфейсах топологическая пленка/тривиальная фаза и топологическая пленка/вакуум обладают различными свойствами. В частности, показано, что вклад в PT -симметричную терагерцовую фотопроводимость в 3D пленках на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ вносят именно состояния на интерфейсах рабочий слой/буфер (покрывной слой), а не интерфейсы пленка/вакуум. Предложена качественная модель, связывающая PT -симметричную фотопроводимость с нелокальной киральной терагерцовой фотопроводимостью, а также предложен способ выделения вклада киральной нелокальной фотопроводимости из измерений, проведенных в рамках геометрии Холла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-02-00034). С.Н. Данилов благодарен Volkswagen Stiftung Program (97738) за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hasan M.Z., Kane C.L. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 3045.
2. Волков Б.А., Панкратов О.А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4. С. 145; Volkov B.A., Pankratov O.A. // *JETP Lett.* 1985. V. 42. No. 4. P. 145.
3. Volkov B.A., Pakhomov S.V., Pankratov O.A. // *Solid State Commun.* 1987. V. 61. No. 2. P. 93.
4. Brüne C., Liu C.X., Novik E.G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. Art. No. 126803.
5. Liu C., Bian G., Chang T.R. et al. // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. Art. No. 115436.
6. Rogalski A. // *Rep. Prog. Phys.* 2005. V. 68. P. 2267.
7. Weiler M. *Semiconductors and semimetals.* New York: Academic press, 1981. P. 119.
8. Orlita M., Basko D.M., Zholudev M.S. et al. // *Nature Physics.* 2014. V. 10. P. 233.
9. Tepe F., Marcinkiewicz M., Krishtopenko S.S. et al. // *Nature Commun.* 2016. V. 7. Art. No. 12576.
10. Dvoretzky S., Mikhailov N., Sidorov Y. et al. // *J. Electron. Mater.* 2010. V. 39. P. 918.
11. Varavin V.S., Dvoretzky S.A., Liberman V.I. et al. // *J. Cryst. Growth.* 1996. V. 159. P. 1161.
12. Ruffenach S., Kadykov A., Rumyantsev V.V. et al. // *APL Materials.* 2017. V. 5. No. 3. Art. No. 035503.
13. Kvon Z.D., Danilov S.N., Mikhailov N.N. et al. // *Physica E.* 2008. V. 40. No. 6. P. 1885.
14. Savchenko M.L., Otteneder M., Dmitriev I.A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2020. V. 117. Art. No. 201103.
15. Ярошевич А.С., Квон З.Д., Гусев Г.М., Михайлов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 2. С. 107; Yaroshevich A.S., Kvon Z.D., Gusev G.M., Mikhailov N.N. // *JETP Lett.* 2020. V. 111. No. 2. P. 121.
16. Галеева А.В., Артамкин А.И., Михайлов Н.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 3. С. 156; Galeeva A.V., Artamkin A.I., Mikhailov N.N. et al. // *JETP Lett.* 2017. V. 106. P. 162.
17. Galeeva A.V., Artamkin A.I., Kazakov A.S. et al. // *Beilstein J. Nanotechnol.* 2018. V. 9. P. 1035.
18. Galeeva A.V., Kazakov A.S., Artamkin A.I. et al. // *Sci. Reports.* 2020. V. 10. P. 2377.
19. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярошецкий И.Д. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. № 7. С. 297; Ganichev S.D., Emel'yanov S.A., Yaroshetskii I.D. // *JETP Lett.* 1982. V. 35. P. 368.
20. Bel'kov V.V., Ganichev S.D., Schneider P. et al. // *Solid State. Commun.* 2003. V. 128. P. 283.
21. Kazakov A.S., Galeeva A.V., Artamkin A.I. et al. // *Sci. Reports.* 2021. V. 11. P. 1587.

Interface electronic states contribution into terahertz photoconductivity in structures based on $Hg_{1-x}Cd_xTe$ with inverted energy spectrum

A. S. Kazakov^{a,*}, A. V. Galeeva^a, A. I. Artamkin^a, A. V. Ikonnikov^a, S. N. Chmyr^a, S. A. Dvoretzkiy^b, N. N. Mikhailov^b, M. I. Bannikov^c, S. N. Danilov^d, L. I. Ryabova^e, D. R. Khokhlov^{a,c}

^aLomonosov Moscow State University, Physics Department, Moscow, 119991 Russia

^bRzhanov Institute of Semiconductor Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

^cLebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^dUniversity of Regensburg, Regensburg, D-93053 Germany

^eLomonosov Moscow State University, Chemistry Department, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: askazakov@physics.msu.ru

We show the differences in the necessarily formed electronic states at the boundaries of the topological phase with a vacuum and with a trivial buffer in the regions of heterojunction in topological materials based on epitaxial films $Hg_{1-x}Cd_xTe$. It was demonstrated that the PT -symmetric terahertz photoconductivity observed in these structures is due precisely to the states in the region of the topological film/trivial buffer (or cap-layer) interfaces.