

***PT*-симметричная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, в гетероструктурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$**

С. Н. Чмырь⁺, А. С. Казаков⁺, А. В. Галеева⁺, Д. Е. Долженко⁺, А. И. Арташкин⁺, А. В. Иконников⁺,
Н. Н. Михайлов*, С. А. Дворецкий*, М. И. Банников[×], Л. И. Рябова⁺, Д. Р. Хохлов^{+,×1)}

⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 5 июля 2023 г.

После переработки 29 июля 2023 г.

Принята к публикации 29 июля 2023 г.

В работе сообщается об обнаружении нового эффекта – *PT*-симметричной фотопроводимости при воздействии микроволнового излучения в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в области составов, соответствующих топологической фазе, при том, что отдельно симметрия по магнитному полю (*T*-симметрия) и по расположению пар потенциальных контактов (*P*-симметрия) не сохраняются. В аналогичных гетероструктурах на основе тривиальной фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ микроволновая фотопроводимость является как *P*-, так и *T*-симметричной.

DOI: 10.31857/S1234567823170068, EDN: jzvjbh

Экспериментальные и теоретические исследования в области физики топологических изоляторов являются одним из важных направлений развития современной физики твердого тела [1, 2]. Интерес к указанной области связан с принципиальной возможностью реализации в топологических изоляторах поверхностных электронных состояний с дираковским законом дисперсии и, соответственно, нулевой эффективной массой. Предполагается, что такие электронные состояния являются топологически защищенными, поскольку их формирование определяется инверсией энергетических зон в объеме полупроводника. Кроме того, направление спина электрона жестко привязано к направлению его квазиимпульса, поэтому рассеяние назад оказывается сильно подавленным [3].

Одним из подходов к исследованию поверхностных электронных состояний в топологических изоляторах является их оптоэлектронное зондирование. Во многих случаях фотоэлектрические эффекты, такие как фотогальванический эффект [4–6] и фотоэлектромагнитный эффект [7–9], не чувствительны к объемной проводимости, даже если концентрация свободных носителей заряда велика.

Полупроводниковые твердые растворы

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ представляют собой необычный случай реализации топологической фазы. Во-первых, спин-орбитальное взаимодействие уменьшается с увеличением содержания CdTe x в сплаве. Поэтому энергетический спектр электронов инвертирован и соответствует топологическому состоянию при $x < 0.16$, а при $x > 0.16$ спектр является прямым, и формируется тривиальная фаза [10–12]. Следовательно, можно осуществить переход между топологической и тривиальной фазами при изменении состава сплава. Кроме того, современные методы эпитаксиального роста позволяют синтезировать пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с низкой свободной концентрацией носителей $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это дает возможность измерять фотопроводимость на фоне этой довольно низкой равновесной концентрации носителей.

Ранее было обнаружено, что в структурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, с инверсным электронным энергетическим спектром, сигнал фотопроводимости, возбуждаемой лазерными терагерцовыми импульсами, оказывается асимметричным по магнитному полю. Данную ситуацию можно рассматривать как нарушение *T*-симметрии. Эффект является совершенно необычным для материалов, в которых отсутствует встроенный магнитный момент. Кроме того, фотопроводимость оказывается несимметрич-

¹⁾ e-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

ной для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов, что можно трактовать как нарушение P -симметрии. В то же время фотоотклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную, демонстрируя PT -инвариантность. Важно подчеркнуть, что вышеуказанные эффекты нарушения симметрии наблюдаются только в неравновесной ситуации. Равновесные характеристики, такие как магнитосопротивление, симметричны по магнитному полю и не отличаются для зеркальных пар потенциальных контактов [13].

В работах [14, 15] было показано, что причина появления PT -симметричной фотопроводимости в образцах с геометрией холловского мостика связана с тем, что, помимо обычного фототока, симметрично по направлению магнитного поля и протекающего по объему пленки, существуют краевые киральные фототоки, свойства которых крайне необычны. Эти фототоки текут вдоль края образца вокруг него. Киральность таких фототоков меняется на противоположную при изменении полярности приложенного напряжения, а также направления приложенного магнитного поля. Краевые фототоки складываются с “объемными” на одной стороне холловского мостика и вычитаются из них на противоположной, приводя к появлению PT -симметричной фотопроводимости. В чистом виде киральные краевые фототоки были ранее зарегистрированы в нелокальной геометрии эксперимента, когда токовые контакты удалены от потенциальных, и эффект растекания равновесного тока практически отсутствует [14].

Следует особо отметить, что наличие эффекта противоречит видимой симметрии эксперимента [13, 14]. Кроме того, в работе [13] было показано, что существование эффекта не может быть связано с какой-либо анизотропией или неоднородностью образца любой природы. Действительно, при перевороте образца на 180 градусов относительно оси, нормальной к его поверхности, эффект не изменяется в лабораторной системе координат, т.е., например, повышенная фотопроводимость при определенном направлении магнитного поля переходит с одного физического края образца на другой. Следовательно, за существование эффекта отвечает какой-то внешний по отношению к образцу фактор, который нарушает симметрию эксперимента. В работе [13] было показано, что таким фактором не являются: возможное существование компонент магнитного поля вдоль или поперек образца, градиент интенсивности излучения, циркулярная либо линейная поляризация

излучения, отклонение угла падения излучения от нормального.

Энергия кванта терагерцового излучения, использованного для возбуждения фотопроводимости в работах [13–16], составляла несколько мэВ, что сопоставимо с характерными энергиями электронного спектра E_x исследованных образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Целью настоящей работы являлась попытка обнаружения фотопроводимости в рассматриваемых структурах при фотовозбуждении микроволновым излучением со значительно меньшей энергией кванта ~ 0.2 мэВ, которая заведомо существенно меньше E_x , что исключает эффекты фотогенерации.

Для нашего эксперимента были выбраны характерные образцы с инверсным и прямым спектром, для которых при возбуждении терагерцовым излучением ранее наблюдалась (инверсный спектр) и не наблюдалась (прямой спектр) PT -симметричная фотопроводимость. Образцы были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полупроводниковой подложке GaAs с ориентацией $\langle 013 \rangle$. На подложке последовательно выращивались буферные слои ZnTe, CdTe, далее варизонный слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в котором содержание теллурида кадмия x плавно уменьшалось до значения, соответствующего составу рабочего слоя $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Толщина рабочего слоя составляла 4 мкм, он покрывался тонким защитным слоем $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с высоким содержанием кадмия, соответствующим прямому электронному энергетическому спектру. Составы твердых растворов контролировались в процессе роста с помощью эллипсометрии. Детали синтеза изложены в работах [17–19].

Выбранные для данной работы составы x рабочего слоя составляли 0.126 (инверсный спектр) и 0.175 (прямой спектр). Холловские мостики с характерными размерами $5 \cdot 0.5 \text{ мм}^2$ изготавливались с помощью фотолитографии. Контакты к образцам припаивались индием. Все образцы обладали электронной проводимостью, концентрация свободных электронов при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ была ниже 10^{15} см^{-3} , подвижность была близка к $10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Образцы помещались в нижней части низкотемпературной вставки, которая вставлялась в сверхпроводящий соленоид. Магнитное поле до 3 Тл было направлено по нормали к поверхности образца. Источником микроволнового излучения был диод Ганна, который располагался в верхней части вставки, имеющей комнатную температуру. Излучение подавалось на образец через трубку из нержавеющей стали диаметром 8 мм. Частота излучения диода Ганна составляла $\sim 50 \text{ ГГц}$, его выходная мощность не

превышала 1.5 мВт. Все измерения проводились при температуре образца 4.2 К.

При измерениях фотопроводимости использовалась двойная модуляционная методика. На токовые контакты холловского мостика подавалось переменное напряжение с частотой порядка 400 Гц, обеспечивающее протекание тока амплитудой ~ 10 мкА через образец. Сигнал дополнительно модулировался путем подачи на диод Ганна импульсов напряжения, вызывающих его включение и генерацию микроволновых импульсов с частотой 13 Гц и скважностью 2. Два этапа демодуляции измеренного на образце сигнала осуществлялись последовательно с помощью селективных усилителей Stanford Research 830.

На рисунке 1 представлена зависимость фотопроводимости $\Delta\sigma$ образца с $x = 0.126$ с инверсным

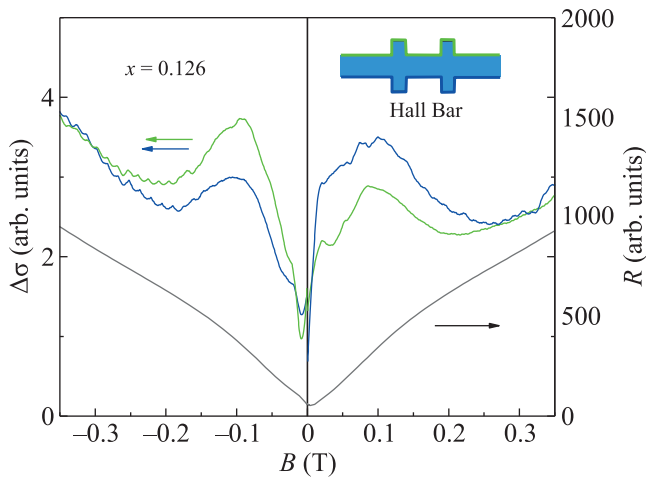


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость фотопроводимости образца с составом $x = 0.126$ от магнитного поля для различных пар потенциальных контактов на образце (зеленая и синяя кривые, левая ось); магнитополевая зависимость сопротивления образца в равновесных условиях (серая кривая, правая ось)

электронным энергетическим спектром от величины и направления магнитного поля B для двух пар потенциальных контактов, расположенных на противоположных краях холловского мостика (зеленая и синяя кривые). Фотопроводимость $\Delta\sigma$ в данном случае мы определяем как отношение задающего полного тока через образец к изменению падения напряжения на потенциальных контактах, связанному с подачей импульса излучения. В нулевом магнитном поле фотопроводимость является положительной, и амплитуда сигнала фотопроводимости близка для противоположно расположенных пар потенциальных контактов. При увеличении магнитного поля сигнал фотопроводимости растет, однако этот рост происходит с заметно различной скоростью для про-

тивоположных направлений магнитного поля. Фотопроводимость достигает максимума при $B \approx 0.1$ Тл, затем уменьшается, проходит через минимум в поле около 0.3 Тл, и возрастает при дальнейшем увеличении B .

Следует обратить внимание на две особенности полевой зависимости фотопроводимости. Прежде всего, асимметрия фотопроводимости в магнитном поле $B < 0.3$ Тл для противоположных сторон холловского мостика такова, что при одновременной замене пары потенциальных контактов и направления магнитного поля на противоположные амплитуда сигнала практически не изменяется. Кроме того, указанная асимметрия для противоположных пар потенциальных контактов исчезает в полях выше 0.4 Тл. Отметим также, что равновесное магнитосопротивление в отсутствие микроволнового излучения (серая кривая, правая ось) является симметричной функцией магнитного поля.

На рисунке 2 представлена полевая зависимость фотопроводимости для противоположных пар по-

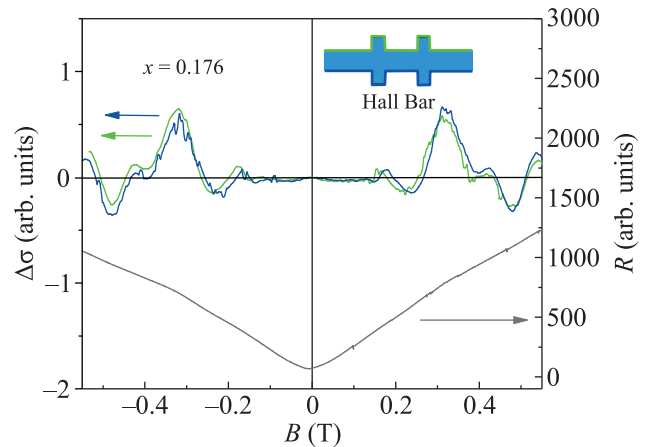


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость фотопроводимости образца с составом $x = 0.175$ от магнитного поля для различных пар потенциальных контактов на образце (зеленая и синяя кривые, левая ось); магнитополевая зависимость сопротивления образца в равновесных условиях (серая кривая, правая ось)

тентциальных контактов (зеленая и синяя кривые) для образца с содержанием теллурида кадмия в активном слое $x = 0.176$, соответствующим прямому электронному энергетическому спектру. Фотопроводимость в нулевом поле практически отсутствует: ее амплитуда, как минимум, на порядок величины меньше, чем для образца с инверсным спектром. В условиях приложения магнитного поля фотопроводимость становится знакопеременной. На магнитополевой зависимости фотопроводимости наблюдается несколько пиков, среди которых особо выделяет-

ся пик положительной фотопроводимости, наблюдающийся в поле $B \approx 0.3$ Тл. В отличие от образца с инверсным спектром, однако, зависимость $\Delta\sigma(B)$ является симметричной в магнитном поле и совпадает для противоположных пар потенциальных контактов. Полевая зависимость магнитосопротивления (серая кривая, правая ось) также симметрична.

Таким образом, можно констатировать, что эффект PT -симметричной фотопроводимости в образцах с инверсным электронным энергетическим спектром сохраняется и при фотовозбуждении микроволновым излучением, энергия кванта которого существенно меньше, чем E_x . Это означает, что роль излучения сводится к разогреву свободных носителей заряда, а не связана с фотогенерацией.

Ранее в работах [13–16] было выдвинуто предположение о том, что положительная фотопроводимость, генерируемая импульсами терагерцового излучения в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, соответствующих инверсному спектру, обусловлена диффузией горячих электронов в область гетероперехода между пленкой, обладающей инверсным спектром, и буфером, электронный энергетический спектр которого прямой. Согласно теории, в гетеропереходе располагается двумерный слой дираковских топологических состояний. При переходе в этот слой горячие носители заряда приобретают меньшую эффективную массу и, следовательно, повышенную подвижность, что приводит к появлению положительной фотопроводимости. В то же время следует признать, что данное объяснение никак не проясняет природу PT -симметричной фотопроводимости, которая наблюдается при возбуждении как терагерцовыми, так и микроволновыми импульсами. Тем не менее, представляется важным, что уменьшение энергии кванта излучения до ~ 0.2 мэВ не влияет на факт существования эффекта PT -симметричной фотопроводимости в топологической фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$.

Следует также подчеркнуть, что в тривиальной фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ фотопроводимость в нулевом поле практически отсутствует. В данном случае и буфер, и пленка соответствуют прямому спектру, следовательно, слой с дираковским законом дисперсии электронов на их границе раздела не формируется, а горячие электроны не могут приобрести повышенную подвижность. Поскольку при приложении магнитного поля, а также для противоположно расположенных пар потенциальных контактов фотопроводимость не отличается, то становится ясно, что сам по себе эффект PT -симметричной фотопроводимости является специфичным только для инверсного спектра. Определение природы осцилляций фото-

проводимости в магнитном поле, а также механизма возникновения пика положительной фотопроводимости в поле 0.2 Тл требуют дополнительных исследований.

В заключение, в работе обнаружена PT -симметричная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, в пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, соответствующих инверсному энергетическому спектру. Эффект, по всей вероятности, связан со свойствами двумерного слоя, формирующегося между буфером, обладающим прямым спектром, и пленкой с инверсным электронным энергетическим спектром. Для пленок с составом, соответствующим прямому спектру, фотопроводимость является симметричной как по направлению магнитного поля, так и для противоположно расположенных пар потенциальных контактов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 19-12-00034.

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
2. Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).
3. O. Breunig and Y. Ando, Nat. Rev. Phys. **4**, 184 (2022).
4. H. Plank and S. D. Ganichev, Solid State Electronics **147**, 44 (2018).
5. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeyer, M. Lindner, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).
6. K.-M. Dantscher, D. A. Kozlov, M. T. Scherr, S. Gebert, J. Bärenfänger, M. V. Durnev, S. A. Tarasenko, V. V. Bel'kov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, Z. D. Kvon, J. Ziegler, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev B **95**, 201103 (2017).
7. S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, L. I. Ryabova, E. P. Skipetrov, L. V. Yashina, S. N. Danilov, S. D. Ganichev, and D. R. Khokhlov, Sci. Rep. **5**, 11540 (2015).
8. A. V. Galeeva, S. G. Egorova, V. I. Chernichkin, M. E. Tamm, L. V. Yashina, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, H. Plank, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Semicond. Sci. Technol. **31**, 095010 (2016).
9. A. V. Galeeva, I. V. Krylov, K. A. Drozdov, A. F. Knjazev, A. V. Kochura, A. P. Kuzmenko, V. S. Zakhvalinskii, S. N. Danilov, L. I. Ryabova, and D. R. Khokhlov, Beilstein J. Nanotechnol. **8**, 167 (2017).
10. A. Rogalski, Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
11. M. Weiler, *Semiconductors and semimetals*, ed. by R. Willardson and A. Beer, Academic press, N.Y. (1981), v. 16, p. 119.

12. M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzskii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, and M. Potemski, *Nat. Phys.* **10**, 233 (2014).
13. A.V. Galeeva, A.S. Kazakov, A.I. Artamkin, L.I. Ryabova, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, M.I. Bannikov, S.N. Danilov, and D.R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **10**, 2377 (2020).
14. A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov, A.V. Ikonnikov, L.I. Ryabova, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, M.I. Bannikov, S.N. Danilov, and D.R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **11**, 1587 (2021).
15. A.S. Kazakov, A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.V. Ikonnikov, L.I. Ryabova, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, M.I. Bannikov, S.N. Danilov, and D.R. Khokhlov, *Sci. Rep.* **11**, 11638 (2021).
16. A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov, S.N. Danilov, S.A. Dvoretzskiy, N.N. Mikhailov, L.I. Ryabova, and D.R. Khokhlov, *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 1035 (2018).
17. K.K. Svitashov, S.A. Dvoretzskiy, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, A.S. Mardezhov, I.E. Nis, V.S. Varavin, V. Liberman, and V.G. Remesnik, *Crystal Research and Technology* **29**(7), 931 (1994).
18. V.S. Varavin, S.A. Dvoretzskiy, D.G. Ikusov, N.N. Mikhailov, V.G. Remesnik, G.Yu. Sidorov, Yu.G. Sidorov, P.N. Sizikov, and I.N. Uzhakov, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing* **49**, 4 (2013).
19. S.A. Dvoretzky, D.G. Ikusov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, V.G. Remesnik, R.N. Smirnov, Yu.G. Sidorov, and V.A. Shvets, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics* **10**, 47 (2007).