

Особенности транспорта в топологической фазе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ в условиях терагерцового фотовозбуждения

© А.В. Галеева¹, А.С. Казаков¹, А.И. Артамкин¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов², М.И. Банников³, С.Н. Данилов⁴, Л.И. Рябова⁵, Д.Р. Хохлов^{1,3}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет), 119991 Москва, Россия

² Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Россия

⁴ Университет Регенсбурга, Регенсбург D-93053, Германия

⁵ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (химический факультет), 119991 Москва, Россия

E-mail: galeeva@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 21 апреля 2020 г.

Принята к публикации 21 апреля 2020 г.

Изучена фотопроводимость, индуцированная мощным лазерным излучением с частотой 2 ТГц, в эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$. Анализ экспериментальных данных, полученных для образцов с варьируемыми геометрическими параметрами, позволил выявить особенности кинетики фотоотклика, обусловленного транспортом в объеме, и нелокального отклика. Показано, что задержанный характер фотопроводимости обеспечивается неравновесными процессами с участием объемных носителей.

Ключевые слова: фотопроводимость, топологическая фаза, теллурид кадмия-ртути, терагерцовый диапазон спектра.

DOI: 10.21883/FTP.2020.09.49824.16

1. Введение

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $x < 0.16$ характеризуются инверсией энергетических зон, отсутствием запрещенной зоны [1,2] и классифицируются как топологическая фаза [3,4]. При $x > 0.16$ в рассматриваемой системе реализуется нормальная зонная структура. Современные методики эпитаксиального синтеза позволяют получать структуры на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с низкой концентрацией свободных носителей в объеме [5,6]. В условиях достаточно низких концентраций объемных носителей теллурид кадмия-ртути демонстрирует высокую фоточувствительность в инфракрасном и терагерцовом спектральном диапазонах. В сочетании с возможностью управления параметрами энергетического спектра путем варьирования состава x это позволяет рассматривать данные объекты как ключевые материалы инфракрасной и терагерцовой оптоэлектроники [7–10].

В эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром нами ранее наблюдалась положительная фотопроводимость, стимулированная мощными терагерцовыми импульсами [11,12]. Появление положительного фотоотклика может быть обусловлено не только возбуждением носителей в объеме, но и неравновесными процессами в области гетерограниц структуры. Можно предположить, что наличие дополнительного вклада, не связанного с объемом, приводит к проявлению особенностей фотоотклика в топологической

фазе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле [13]. В настоящей работе анализируется модификация кинетики терагерцовой фотопроводимости при варьировании эффективного объемного вклада в неравновесный транспорт в эпитаксиальных структурах на основе твердого раствора $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$, состав которого отвечает области инверсного спектра.

2. Исследованные образцы и методика эксперимента

Исследованные структуры на основе $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ с толщиной активного слоя ~ 4 мкм синтезированы на полуизолирующей подложке GaAs(013) с буферными слоями CdTe и ZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Схематично вид структур изображен на вставке к рис. 1. Транспортные и фотоэлектрические свойства образцов, изготовленных в геометрии холловских мостиков с различным соотношением длины a и ширины b ($a = 5$ мм, $a/b = 2, 10$), изучены в диапазоне температур 4.2–300 К. Вид температурных зависимостей сопротивления образцов типичен для составов, соответствующих области инверсного энергетического спектра (рис. 1). Все образцы характеризуются n-типом проводимости. Характерные значения холловской концентрации свободных электронов составляли $\sim 10^{14}$ см⁻³ при $T = 4.2$ К.

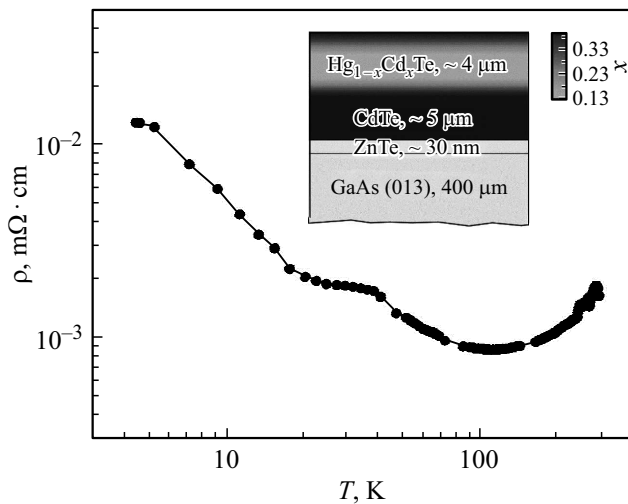


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образца состава $x = 0.13$. На вставке схематично показан типичный вид исследованных структур.

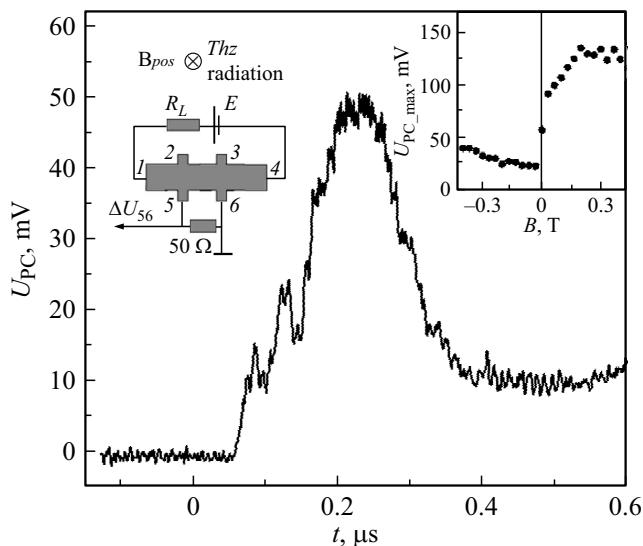


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости для образца состава $x = 0.13$, $a/b = 10$ в отсутствие магнитного поля. На вставке сверху справа показана зависимость положительного фотоотклика от магнитного поля. Геометрическая конфигурация эксперимента представлена на вставке сверху слева: излучение падает нормально к поверхности образца; магнитное поле ориентировано нормально к поверхности образца; при измерениях использовалась схема с токовыми и потенциальными контактами.

Исследование фотопроводимости проведено в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением с частотой 2 ТГц в магнитных полях до 2 Тл при $T = 4.2$ К. Излучение падало нормально к поверхности пленки. Максимальная падающая на образец мощность не превышала 8 кВт. Длительность импульса составляла ~ 100 нс. Подробнее особенности установки описаны, например, в работах [14–18]. Магнитное поле ориенти-

ровано перпендикулярно поверхности образца. Включение постоянного напряжения смещения и измерение фотоотклика проводились поочередно с различных пар контактов мостика Холла. Регистрация сигнала проводилась последовательно при включении внешнего смещения в двух противоположных полярностях с целью корректного учета возможного проявления эффектов фотовольтаического типа, индуцированных падающим излучением в отсутствие постоянного тока через образец. Один из вариантов схемы измерений представлен на вставке к рис. 2. Дополнительно проводилось измерение падения напряжения между различными парами контактов к образцу в отсутствие воздействия лазерного излучения.

3. Экспериментальные результаты

Во всех исследованных образцах при измерениях в стандартной конфигурации мостика Холла в отсутствие магнитного поля наблюдается положительная фотопроводимость. Типичная кинетика фотоотклика представлена на рис. 2. Отметим, что помимо быстрого отклика, следующего за возбуждающим лазерным импульсом, регистрируется задержанный сигнал. Подобная кинетика фотопроводимости, которая может быть описана суперпозицией нескольких вкладов, включающих задержанный отклик, ранее наблюдалась нами в аналогичных структурах [11,12].

На вставке к рис. 2 представлена зависимость амплитуды регистрируемого положительного отклика от магнитного поля. Включение слабого магнитного поля B_{pos} условно положительной полярности (геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 2) приводит к значительному увеличению положительного фотоотклика. При изменении направления магнитной индукции на противоположное положительный отклик оказывается существенно подавлен. Столь сильная зависимость фотопроводимости от направления магнитного поля нетипична для полупроводниковых материалов, не обладающих встроенным магнитным моментом. Тем не менее несимметричное поведение фотопроводимости в магнитном поле ранее наблюдалось в ряде структур на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным спектром [13].

Одной из причин проявления описанной выше асимметричной полевой зависимости может быть возникновение пространственно неоднородного отклика, обусловленного сосуществованием объемных и краевых токов [19]. В этой связи представляется важным более подробное изучение проводимости и фотопроводимости в условиях варьирования соотношения объемного и краевого вкладов. Указанные цели продиктовали выбор геометрических параметров, соответствующих различному отношению длины образца a к его ширине b , а также использование специальной конфигурации схемы измерений, позволяющей определить возможный нелокальный вклад в транспорт.

На рис. 3 представлены значения падения напряжения U , измеренного в отсутствие фотовозбуждения в

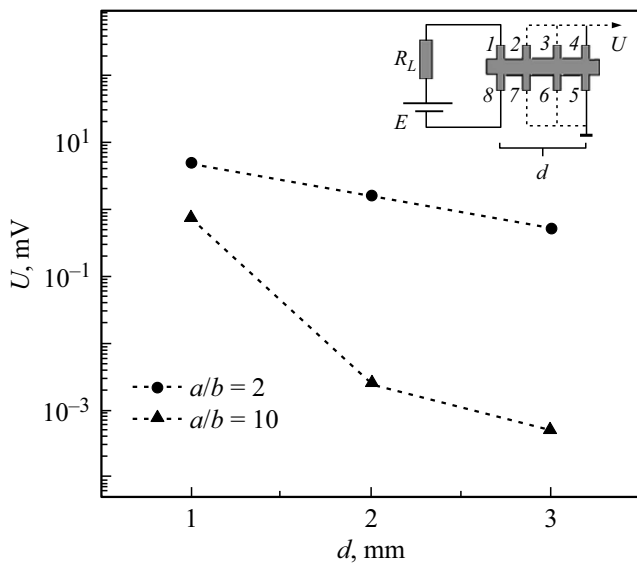


Рис. 3. Зависимость падения напряжения от расстояния между парами токовых и потенциальных контактов в образцах с $a/b = 2, 10$ в отсутствие воздействия терагерцовых импульсов. На вставке представлена схема измерений.

образцах с различной геометрией ($a/b = 2; 10$). Регистрация напряжения проводилась с потенциальных контактов, удаленных от пары токовых контактов на варьируемое расстояние d (схема измерений приведена на вставке). С увеличением расстояния d наблюдается быстрое, близкое к экспоненциальному уменьшение величины U . Необходимо указать, что в „узких“ холловских мостиках ($a/b = 10$) значение U при $d = 3$ мм оказалось практически неразличимо на фоне шума. Приведенные результаты демонстрируют, что в достаточно удаленной от пары токовых контактов области узкого мостика ток практически отсутствует. Напротив, в „широком“ образце с $a/b = 2$ падение напряжения достаточно велико даже при $d = 3$ мм. Таким образом, анализ распределения разности потенциалов показывает, что область растекания тока в случае узкого мостика, в отличие от широкого, весьма ограничена. Область растекания объемного тока в узких образцах можно считать ограниченной непосредственной окрестностью линии, соединяющей пару токовых контактов. В то же время в широких образцах плотность тока значительна во всем объеме.

На рис. 4 представлена кинетика терагерцового фотоотклика, измеренная в соответствии с показанной на вставке схемой, в образце с $a/b = 2$. Следует обратить внимание на задержанный характер кинетики. Амплитуда регистрируемого отклика достигает ~ 45 мВ и уменьшается с увеличением расстояния от области, в которой объемная плотность тока наиболее высока. Вместе с тем выраженного качественного изменения кинетики фотоотклика с расстоянием не наблюдается.

Типичные кривые, измеренные в аналогичных условиях в „узких“ мостиках ($a/b = 10$), представлены на

рис. 5. Особого внимания заслуживает тот факт, что кинетика фотоотклика в узком образце характеризуется отсутствием задержанной компоненты. Амплитуда регистрируемого сигнала заметно ниже, чем в широких мостиках, и не превышает ~ 5 мВ. Важно, что амплитуда отклика в узких мостиках слабо изменяется

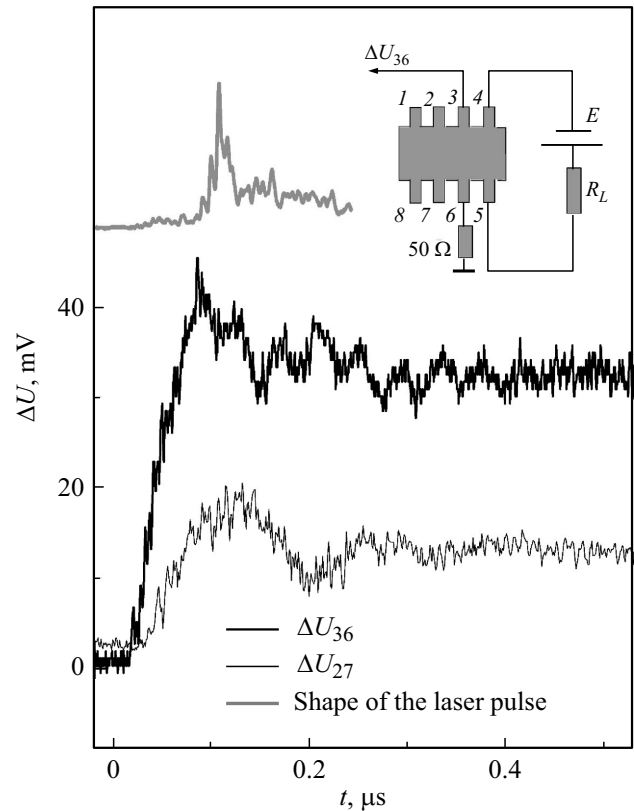


Рис. 4. Кинетика терагерцового фотоотклика ΔU_{36} и ΔU_{27} в образце с $a/b = 2$. Схема измерений приведена на вставке. Светлой линией показан временной профиль лазерного импульса.

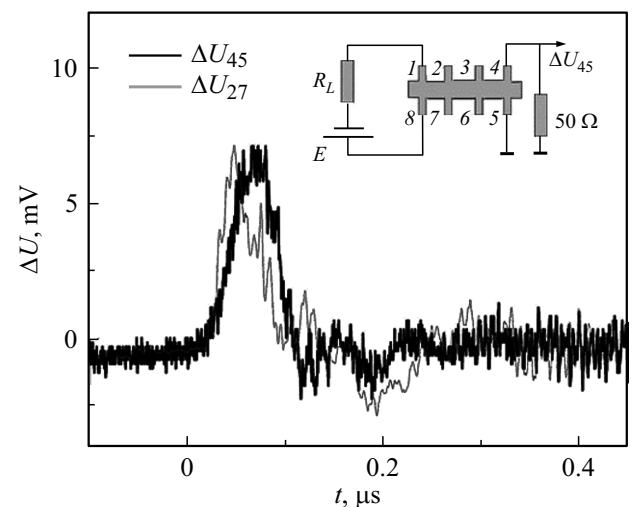


Рис. 5. Кинетика терагерцового фотоотклика ΔU_{45} и ΔU_{27} в образце с $a/b = 10$. Схема измерений приведена на вставке.

при удалении от области локализации объемного тока. Полученные экспериментальные результаты указывают на присутствие нелокального фотоотклика.

Необходимо отметить, что наблюдаемый отклик индуцирован лазерными импульсами в условиях подачи внешнего напряжения смещения. Процедура измерений, предусматривающая коммутацию напряжения смещения, позволяла контролировать отсутствие фотовольтаического отклика или учитывать его незначительный вклад. Таким образом, наблюдаемые эффекты не связаны с фотовольтаическими явлениями.

4. Обсуждение результатов

Результаты измерений, проведенных в отсутствие воздействия лазерных импульсов, свидетельствуют о том, что изменение относительного положения потенциальных и токовых контактов позволяет эффективно изменять вклад объема в результирующий отклик. При этом существенное отличие значений геометрического параметра a/b исследованных образцов приводит к проявлению ряда специфических особенностей фотоотклика в них.

Кинетика фотопроводимости, наблюдаемая в широких образцах с $a/b = 2$ при измерениях с использованием различных пар потенциальных контактов (рис. 4), в целом характеризуется теми же особенностями, которые отмечаются при измерениях в стандартной холловской конфигурации. Присутствие задержанного отклика может свидетельствовать о наличии долговременных релаксационных процессов. Экспоненциальное уменьшение амплитуды отклика при удалении от пространственной области, в которой плотность тока наиболее высока, дает основания связывать наблюдаемую задержанную фотопроводимость с неравновесными процессами в объеме.

В узких холловских мостиках ($a/b = 10$) область растекания объемного тока в значительной степени локализована, так что в них удается обеспечить условия для наблюдения нелокального транспорта [20]. Важно, что в отсутствие лазерного излучения нелокальная проводимость не наблюдается. В условиях воздействия мощных терагерцовых импульсов индуцируется отклик, амплитуда которого практически не изменяется при удалении от области локализации объемного тока. Отсутствие экспоненциального уменьшения амплитуды регистрируемого сигнала с расстоянием указывает на то, что фотоотклик определяется не процессами возбуждения в объеме, а реализуемым нелокальным режимом неравновесного транспорта. Ранее нелокальный отклик экспериментально наблюдали при изучении фотопроводимости в квантовых ямах на основе HgTe [21].

Сравнение кинетики фотопроводимости образцов с $a/b = 2$ и $a/b = 10$ показывает, что главное качественное отличие заключается в отсутствии задержанной компоненты фотоотклика в узких мостиках. Принимая во внимание определяющую роль объемного вклада в

случае образцов с $a/b = 2$ и реализацию нелокального режима фототранспорта при $a/b = 10$, можно полагать, что задержанный характер кинетики положительной фотопроводимости, наблюдаемый в исследованных структурах, обусловлен неравновесными процессами в объеме.

Явление задержанной фотопроводимости в полупроводниковых материалах может быть вызвано рядом причин. В неоднородных полупроводниках в результате случайных флуктуаций локального потенциала формируется крупномасштабный потенциальный рельеф, что приводит к пространственному разделению неравновесных носителей заряда [22] и возникновению рекомбинационных барьеров. В легированных полупроводниках появление долговременных релаксационных процессов и задержанная фотопроводимость, как правило, связаны с наличием DX -центров [23] или DX -подобных примесных центров [24]. Однозначно определить конкретный механизм фотопроводимости, наблюдаемый в исследованных в настоящей работе образцах, на основании имеющихся экспериментальных результатов, представляется затруднительным. Наличие остаточной примеси в исследованных твердых растворах может обуславливать формирование центров захвата и прилипания, что и обеспечивает задержанную кинетику фотоотклика [25].

Так как исследованные объекты представляют собой полупроводниковые структуры, необходимо иметь в виду, что элементы структуры могут в значительной мере влиять на изучаемые явления. Неравновесные процессы в области топологического гетероперехода в структуре, т.е. контакта полупроводников с прямым (тривиальная фаза) и инверсным (топологическая фаза) энергетическими спектрами [26–28], также могут вносить вклад в регистрируемый фотоотклик. Нельзя исключить тот факт, что обнаруженный нелокальный отклик связан с присутствием топологических состояний в области интерфейсов структуры. Вместе с тем вопрос о механизмах возникновения нелокального фотоотклика и его свойствах требует дальнейшего изучения.

5. Заключение

Таким образом, кинетика регистрируемого фотоотклика определяется сосуществованием объемного вклада и нелокальной компоненты. Задержанный характер фотопроводимости, по-видимому, обеспечивается неравновесным транспортом носителей в объеме. Одним из факторов, определяющих задержку кинетики фотопроводимости, может быть соотношение объемного и нелокального вкладов. Увеличение геометрического параметра a/b , обеспечивающее уменьшение доли объемного транспорта и преобладание нелокальной компоненты, сопровождается подавлением задержанной фотопроводимости.

В заключение можно отметить, что одним из открытых вопросов остается определение причин, по которым зарегистрировать нелокальный отклик удастся лишь в

неравновесных условиях, тогда как в отсутствие терагерцового возбуждения подобных особенностей транспорта не наблюдается.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-12-00034. А.С. Казаков благодарит РФФИ, проект № 19-32-90259, за поддержку. С.Н. Данилов благодарит за поддержку Elite Network of Bavaria (К-NW-2013-247) и Volkswagen Stiftung Program (97738).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Weiler (eds R. Willardson & A. Beer). *Semicond. Semimet.*, **16**, 119 (1981).
- [2] Н.Н. Берченко, В.М. Пашковский. *УФН*, **119**, 223 (1976).
- [3] M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, M. Potemski. *Nature Physics*, **10**, 233 (2014).
- [4] M.Z. Hasan, L.C. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [5] S. Dvoretckiy, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**, 918 (2010).
- [6] V.S. Varavin, S.A. Dvoretckiy, V.I. Liberman, N.N. Mikhailov, Yu.G. Sidorov. *J. Cryst. Growth*, **159**, 1161 (1996).
- [7] A. Rogalski. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
- [8] C. Downs, T.E. Vandervelde. *Sensors*, **13**, 5054 (2013).
- [9] A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.*, **20** (3), 279 (2012).
- [10] D. Yavorskiy, K. Karpierz, M. Baj, M.M. Bak, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckiy, V.I. Gavrilenko, W. Knap, F. Teppe, J. Łusakowski. *Sensors*, **18**, 4341 (2018).
- [11] А.В. Галеева, А.И. Артамкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Н. Данилов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *Письма ЖЭТФ*, **106** (3), 156 (2017).
- [12] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov, S.N. Danilov, S.A. Dvoretckiy, N.N. Mikhailov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *Beilstein J. Nanotechnol.*, **9**, 1035 (2018).
- [13] A.V. Galeeva, A.S. Kazakov, A.I. Artamkin, L.I. Ryabova, S.A. Dvoretckiy, N.N. Mikhailov, M.I. Bannikov, S.N. Danilov, D.R. Khokhlov. *Sci. Rep.*, **10**, 2377 (2020).
- [14] S.D. Ganichev, W. Prettl, P.G. Huggard. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3882 (1993).
- [15] S.D. Ganichev, P. Schneider, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, B.N. Murdin, P.J. Phillips, C.R. Pidgeon, D.G. Clarke, M. Merrick, P. Murzyn, E.V. Buregulin, W. Prettl. *Phys. Rev. B*, **68**, 081302 (2003).
- [16] S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schäffler, D. Gruber, W. Prettl. *Phys. Rev. B*, **75**, 155317 (2007).
- [17] W. Weber, L.E. Golub, S.N. Danilov, J. Karch, C. Reitmaier, B. Wittmann, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, Z.D. Kvon, N.Q. Vinh, A.F.G. van der Meer, B. Murdin, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **77**, 245304 (2008).
- [18] V. Lechner, L.E. Golub, P. Olbrich, S. Stachel, D. Schuh, W. Wegscheider, V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 242109 (2009).
- [19] A.S. Kazakov, A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, S.A. Dvoretckiy, N.N. Mikhailov, M.I. Bannikov, S.N. Danilov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov. *Proc. 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (Paris, France, 2019)* p. 1228.
- [20] А.А. Кононов, Э.В. Девятков. *Письма ЖЭТФ*, **104** (11), 831 (2016).
- [21] З.Д. Квон, К.-М. Дантшер, К. Цот, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.Д. Ганичев. *Письма ЖЭТФ*, **99** (5), 333 (2014).
- [22] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП*, **10** (2), 209 (1976).
- [23] P.M. Mooney. *J. Appl. Phys.*, **67**, R1 (1990).
- [24] Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов. *УФН*, **172** (8), 875 (2002).
- [25] V.V. Rummyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretckii, N.N. Mikhailov. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 125007 (2013).
- [26] В.А. Волков, В.В. Еналдиев. *ЖЭТФ*, **149** (3), 702 (2016).
- [27] S. Tchoumakov, V. Jouffrey, A. Inhofer, E. Bocquillon, B. Plaças, D. Carpentier, M.O. Goerbig. *Phys. Rev. B*, **96**, 201302(R) (2017).
- [28] G. Tomaka, J. Grendysa, P. Sliz, C.R. Becker, J. Polit, R. Wojnarowska, A. Stadler, E.M. Sheregii. *Phys. Rev. B*, **93**, 205419 (2016).

Редактор Г.А. Оганесян

Transport Features in $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ Topological Phase under Terahertz Photoexcitation

A.V. Galeeva¹, A.S. Kazakov¹, A.I. Artamkin¹, S.A. Dvoretckiy², N.N. Mikhailov², M.I. Bannikov³, S.N. Danilov⁴, L.I. Ryabova⁵, D.R. Khokhlov^{1,3}

¹ Lomonosov Moscow State University (Faculty of Physics), 119991 Moscow, Russia

² Rzhanov Institute of Semiconductors Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Science, 630090 Novosibirsk, Russia

³ Lebedev Physical Institute Russian Academy of Science, 119991 Moscow, Russia

⁴ Faculty of Physics, University of Regensburg, Regensburg D-93053, Germany

⁵ Lomonosov Moscow State University (Faculty of Chemistry), 119991 Moscow, Russia

Abstract In this paper, we report on photoconductivity induced by high-power laser radiation with a frequency of 2 THz in $\text{Hg}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Te}$ -based epitaxial structures. Experimental results obtained for a set of the samples with variable geometric parameters allow us to determine the photoresponse features of both bulk and nonlocal contributions to the net response. We show that the persistent photoconductivity effect originates from the non-equilibrium processes related to the bulk carrier excitation.