Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 12, с. 818 – 823

Отрицательная фотопроводимость гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$

А. В. Леонтьев, А. О. Чибирев, Н. Н. Гарифьянов, Р. Ф. Мамин[1)]

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН" 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 26 октября 2021 г.
После переработки 10 ноября 2021 г.
Принята к публикации 10 ноября 2021 г.

Исследовано влияние инфракрасного, зеленого и ультрафиолетового лазерного излучения на электрическое сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$. В диапазоне 80–200 K освещение вызывает возрастание сопротивления с характерным временем ~ 4–15 с. Отрицательный эффект фотопроводимости зарегистрирован при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом.

DOI: 10.31857/S123456782124006X

Часто уникальные свойства функциональных материалов достигаются за счет эффектов, связанных со сложным составом гетероструктуры. Примером таких новых материалов служат оксидные гетероинтерфейсы между двумя непроводящими оксидами, обладающие уникальными транспортными свойствами вследствие сильных электронных корреляций. После обнаружения области с высокой подвижностью носителей заряда на интерфейсе между $LaAlO_3$ (LAO) и $SrTiO_3$ (STO) [1] к исследованиям гетероинтерфейсов на основе двух непроводящих оксидов было приковано особое внимание [1–10], так как открывалась возможность сделать следующий шаг в направлении миниатюризации размеров электронных устройств. Широкий круг других физических явлений, наблюдался в подобных системах [2–10]. В частности, было обнаружено, что в слоях STO на границе LAO/STO образуется металлическая фаза, или так называемый квазидвумерный электронный газ (q2DEG), если количество слоев LAO больше трех [3, 4]. Такая система переходит в сверхпроводящее состояние ниже 300 мК [4]. Позднее двумерный электронный газ (2DEG) был обнаружен на границах раздела между другими немагнитными диэлектриками, например, $KTaO_3/SrTiO_3$ [5] и $CaZrO_3/SrTiO_3$ [6]. Q2DEG был также обнаружен на границах раздела между магнитоупорядоченными изоляторами Мотта, в частности, на границах с ферромагнитным $GdTiO_3$ (GTO) [7], а также на интерфейсе с антиферромагнитными $SmTiO_3$ [8], $LaTiO_3$ [9], с максимально возможной плотностью носителей заряда 3×10^{13} см$^{-2}$. В гетероструктуре LAO/STO был обнаружен ферромагнетизм [4, 9].

Предполагается, что возникновение проводимости связано со структурной и электронной перестройкой, которая обусловлена локальной полярностью слоев $(LaO)^{+1}$ и $(AlO_2)^{-1}$ в LAO. В недавней работе мы показали, что высокопроводящая область может возникать на интерфейсе между сегнетоэлектриком и диэлектриком в гетероструктурах $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ (BSTO/LMO) [11]. Позже была предсказана и обнаружена сверхпроводимость на интерфейсе гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/La_2CuO_4$ [12–14]. В данных случаях в системе существует сегнетоэлектрическая поляризация, связанная со сдвигом атомов Ti^{+4} из центра симметрии кислородного октаэдра в BSTO. Так как направление такой поляризации можно изменять внешним электрическим полем, а ее величина может зависеть от концентрации свободных носителей, которые могут ее экранировать, то в гетероструктуре подобной BSTO/LMO возникает возможность изменения сопротивления интерфейса электрическим полем и светом. В настоящей работе мы представляем результаты исследования проводящих свойств гетероструктуры BSTO/LMO с толщиной слоя BSTO 350 нм после воздействия светом различного спектрального состава.

Гетероструктуры BSTO/LMO были получены путем нанесения эпитаксиальной пленки сегнетоэлектрика BSTO на поверхность монокристаллов LMO методом реактивного распыления стехиометрических мишеней (ВЧ-распыление) [15, 16] при температуре 650 °C. Выбор этих объектов в первую очередь оправдан тем, что имеются развитые технологии приготовления каждого отдельного компонента [15]. Пленки BSTO имеют температуру сегнетоэлектрического перехода около $T_c \sim 540$ K для пле-

[1)]e-mail: mamin@kfti.knc.ru

нок толщиной 300 нм на подложке MgO [15, 16]. Мы используем пленки толщиной 350 нм, поскольку свойства q2DEG не зависят от толщины сегнетоэлектрической пленки выше определенного порога. Пленка BSTO на подложке LMO будет находиться в сегнетоэлектрическом состоянии при температуре ниже комнатной.

Сопротивление интерфейса измерялось по стандартной четырехконтактной методике в отсутствии освещения и при освещении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом со стороны сегнетоэлектрической пленки. В связи с этим основное поглощение света было в пленке BSTO. Схематическое изображение представлено на вставке к рис. 1b. Контактные площадки для измерения сопротивления были изготовлены с использованием серебряной пасты, соединяющей тонкие золотые провода (25 мкм) с поверхностью образца в области интерфейса. Пример расположения контактных площадок на образце представлен на рис. 1a. Точное положение контактных площадок было различным в разных экспериментах. Ток подавался через две внешние площадки, расположенные на боковых гранях образца (см. рис. 1a). Измерение падения напряжения проводилось по двум другим контактным площадкам, расположенным на поверхности образца. В ходе измерений результаты были получены для различных образцов. Основные результаты, представленные в статье, были получены на образце с размерами $4.0 \times 3.2 \times 0.7$ мм^3. Во время измерений образец при помощи непроводящего клея фиксировался на холодный медный палец внутри криостата Janis ST-100.

Температура образцов измерялась медь-константановой термопарой и поддерживалась с точностью ± 0.1 К. Температура стабилизировалась с помощью терморегулятора Lakeshore 325. Излучение генерировалось фемтосекундным лазером на иттербиевом кристалле, с частотой импульсов 3 кГц (с возможностью прореживания до 1.5 и 0.75 кГц), длительностью импульсов ~ 200 фс и средней плотностью потока 80 мВт $\cdot$ см$^{-2}$ с центральной длиной волны 1028 нм (1.2 эВ, инфракрасное излучение), а также на удвоенной и учетверенной частотах, 514 нм (2.4 эВ, зеленое излучение) и 257 нм (4.8 эВ, ультрафиолетовое излучение). Несфокусированный лазерный пучок диаметром 4 мм с профилем интенсивности гауссовой формы облучал пространство между контактными площадками через оптическое окно криостата.

Ширина запрещенной зоны пленки BSTO (около 3 эВ) существенно больше энергии кванта для инфракрасного (1.2 эВ) и зеленого (2.4 эВ) света, поэтому излучение на этих длинах волн, не поглощаясь BSTO, будет проникать в подложку (LMO) и создавать там свободные пары носителей заряда. Ширина запрещенной зоны LMO составляет 0.5–1.3 эВ [17, 18], поэтому можно ожидать большей глубины проникновения инфракрасного излучения в LMO по сравнению с зеленым. Ультрафиолетовый свет (4.8 эВ) в основном поглощается в слое BSTO, но так или иначе ожидается, что фотовозбужденные носители заряда будут вносить вклад в проводимость образца.

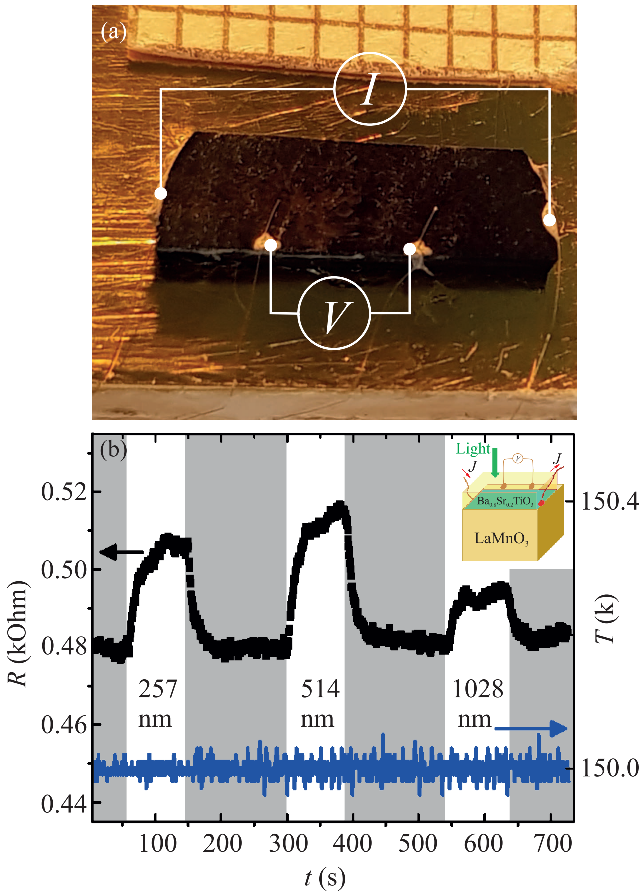

Рис. 1. (Цветной онлайн) Фотография образца с характерным расположением контактных площадок (a) и зависимость электрического сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ от времени (b) при инфракрасном (длина волны 257 нм), зеленом (514 нм) и ультрафиолетовом (1028 нм) освещении (верхняя кривая). Периоды без света заштрихованы. Температура образца стабилизирована при 150 К (нижняя кривая). Схема эксперимента показана на вставке

Мы исследовали влияние освещения на электрическое сопротивление гетероструктуры BSTO/LMO ниже 230 К, когда гетероструктура имеет высокие проводящие свойства. После охлаждения и стабилизации температуры на определенном значении измерялось сопротивление гетероструктуры вдоль интерфейса сначала без освещения, а после при периодическом включении и выключении той или иной последовательности облучения с определенной длиной волны. Была исследована динамика фотоотклика с временным разрешением. В нашем случае регистрируемым сигналом было сопротивление образца между внутренними контактными площадками.

На рисунке 1b показано изменение фотопроводимости во времени при 150 К при включении инфракрасного, зеленого и ультрафиолетового освещения. Наблюдалось увеличение сопротивления при воздействии света на всех используемых длинах волн и восстановление сопротивления в темном состоянии. Отклик на облучение зеленым светом наиболее заметный. С другой стороны, реакция на инфракрасный свет значительно слабее.

Температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры BSTO/LMO показана на вставке на рис. 2a. Временные изменения фотосопротивления гетероструктуры BSTO/LMO при освещении зеленым светом при температурах 77, 120 и 160 К показаны на рис. 2 (рис. 2a–c соответственно). Сопротивление повышается при освещении зеленым светом и восстанавливается до исходных значений в темном состоянии для всех температур. Влияние зеленого света на электрическое сопротивление гетероструктуры BSTO/LMO при различных температурах показано на вставке к рис. 2b. Разброс значений для разных температур, по-видимому, указывает на влияние предыстории на эффект.

На рисунке 3 показаны множественные переключения электрического сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ зеленым светом при 150 К. Обсудим, могут ли эффекты накопления тепла от лазерных импульсов внести заметный вклад в наблюдаемый сигнал. Одиночный ультракороткий лазерный импульс имеет мощность порядка 100 мВт $\cdot$ см$^{-2}$ и должен приводить к некоторому мгновенному нагреву образца. Для того, чтобы можно было таким образом объяснить наблюдаемый эффект, итоговое повышение температуры, вызванное светом, должно составлять 5–10 К. Время термализации фотовозбужденных носителей не превышает нескольких сотен фемтосекунд, а рекомбинация локализованных носителей происходит в масштабе времени в десятки пикосекунд [19]. Тепло, переданное в кристаллическую решетку, рассеивается в подложке, которая находится в контакте с медным "пальцем" криостата, в течение десятков наносекунд. С другой стороны, интервал между последовательными лазерными импульсами составляет несколько сотен микросекунд. Тем не менее, для экспериментальной проверки этой возможности мы провели те же эксперименты с увеличенными временными ин-

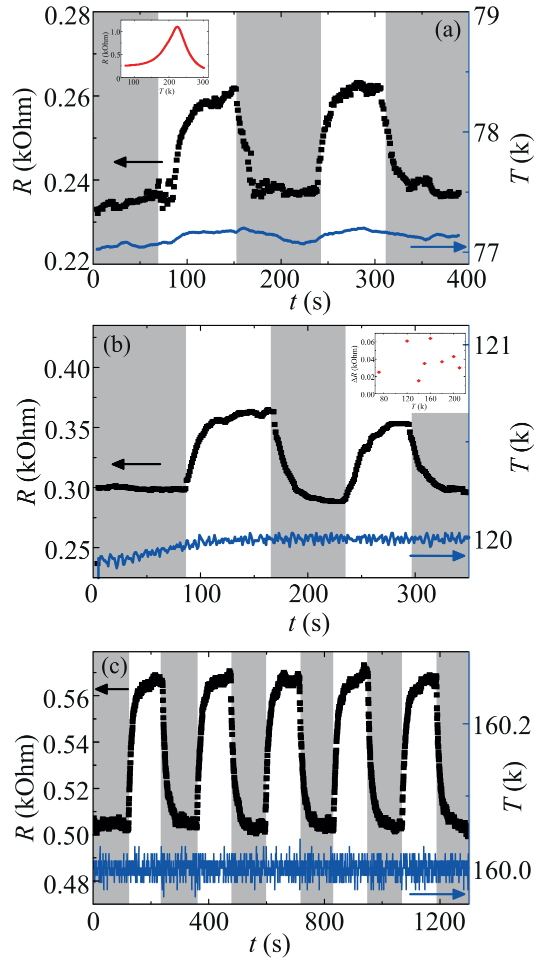

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость электросопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ от времени при 77 К (a), 120 К (b) и 160 К (c). На вставке на рис. 2a показана температурная зависимость электросопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$. Изменения электросопротивления гетероструктуры при разных температурах показаны на вставке на рис. 2b

тервалами между импульсами в 2 и 4 раза (1.5 и 0.75 кГц, рис. 3, интенсивность лазерных импульсов соответственно менялась для поддержания неизменной средней интенсивности света). В случае, если образец не успевает полностью остыть до прихода следующего импульса, температура будет расти с каждым импульсом, и изменение интервала между импульсами должно значительно влиять на скорость нагрева. Однако на рис. 3 не видно влияния частоты следования лазерных импульсов на фотосопротивление, как его максимального значения, так и скорости нарастания/спада.

Было обнаружено, что при освещении светом разной длины волны наблюдается кумулятивный эффект. На рисунке 4 показано изменение сопро-

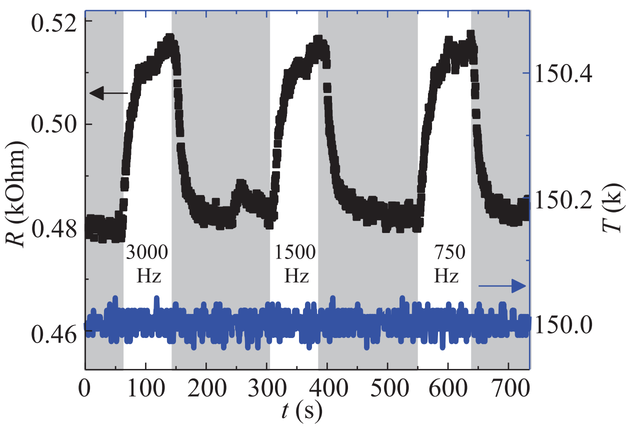

Рис. 3. (Цветной онлайн) Многократные переключения электрического сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ при 150 K облучением зеленым светом (темновые периоды заштрихованы) с частотой следования импульсов 3, 1.5 и 0.75 кГц

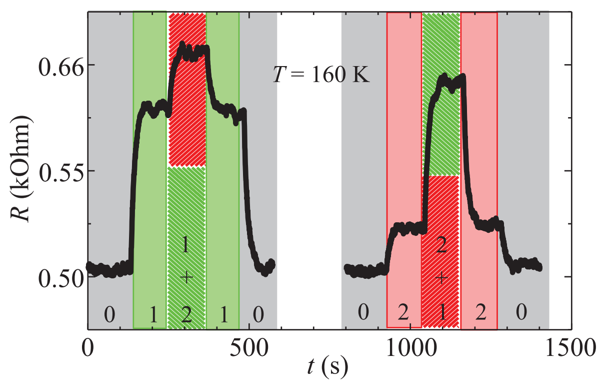

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения при 160 K

тивления в течение нескольких циклов включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения при 160 K. Мы провели два цикла включения/выключения зеленого и инфракрасного излучения (см. рис. 4). В первом цикле было измерено электрическое сопротивление в отсутствие света (зона 0), затем при облучении зеленым светом (зона 1). Через некоторое время было включено инфракрасное освещение без выключения зеленого света (зона 1 + 2). По прошествии некоторого времени, превышающего характерное время переключения, инфракрасное освещение выключилось и осталось только зеленое (зона 1). Далее зеленое освещение тоже было выключено (зона 0). Во втором цикле сначала измерялось электрическое сопротивление без света (зона 0), затем было включено инфракрасное облучение (зона 2). Через некоторое время включалось зеленое облучение, не выключая инфракрасное (зона 2 + 1). По прошествии некоторого времени, превышающего характерное время переключения, зеленое облучение выключилось, и осталось только инфракрасное облучение (зона 2). Затем выключилось и инфракрасное облучение (зона 0). Из рисунка 4 видно, что при разной последовательности включения/выключения зеленого и инфракрасного освещения наблюдается разный кумулятивный эффект. В первом цикле кумулятивный эффект был больше примерно на 23 %, чем во втором. Таким образом, при одной и той же интенсивности облучения одновременно зеленым и инфракрасным светом эффект зависит от последовательности включения света с различными длинами волн. Следовательно, эффект не связан с суммарной поглощенной энергией. Отметим, что именно зеленое освещение вносит максимальный вклад в накопленный эффект. Эта последовательность включения и выключения зеленого и инфракрасного освещения повторялась несколько раз. Картина изменения сопротивления практически не менялась при повторных циклах.

Сделаем оценку, из общих соображений, насколько сильно может нагреться образец при освещении. При облучении лазером установившаяся температура приповерхностного объема растет [20-24]. Толщина подложки (~ 0.7 мм) и даже сегнетоэлектрической пленки (~ 350 нм) обычно намного больше длины поглощения (~ 80 нм). Таким образом, мы можем рассчитать повышение температуры, используя простую стационарную модель тепловой диффузии [20, 22], где гауссов лазерный луч со средней мощностью лазера фокусируется в пятно диаметром d. В нашем эксперименте мы используем несфокусированный лазерный луч ($d \sim 4$ мм). Поэтому изменение температуры на поверхности ΔT составляет только около 0.1 K согласно нашим оценкам с использованием данных для коэффициента поглощения и теплопроводности LMO [25–27]. Наша оценка коррелирует с оценками, когда для сфокусированного лазерного луча ($d \sim 0.1$ мм) ΔT составляет около 12 или 2.7 K для гораздо более высокой средней плотности мощности [23, 24, 28]. Таким образом, эффект нагрева на поверхности раздела в нашем случае практически отсутствует (ΔT составляет ~ 0.1 K на поверхности). Это результат того, что мы использовали несфокусированный лазерный луч, и поэтому плотность мощности была сравнительно малой.

Мы провели дополнительные эксперименты по измерению нагрева образца во время эксперимента. Мы заменили образец на высокочувствительный температурный датчик Cernox. Затем мы осветили датчик температуры Cernox несфокусированным лазерным пучком диаметром около 4 мм с различной средней плотностью мощности луча, при этом лазерный пучок полностью покрывал область датчика Cernox. Согласно нашим измерениям, при освещении датчика Cernox при средней плотности мощности лазера 80 мВт $\cdot$ см$^{-2}$ изменений температуры не наблюдалось. Затем мы увеличили среднюю плотность мощности лазера с 80 до 240 мВт $\cdot$ см$^{-2}$. Датчик Cernox нагрелся на 1 К только после более чем 40 мин освещения при средней плотности мощности лазера 240 мВт $\cdot$ см$^{-2}$. Таким образом, можно утверждать, что на интервалах времени, в которые проводились измерения нашего образца, нет нагрева образца от лазерного излучения.

Возникновение области высокой проводимости и наблюдаемый нами эффект отрицательной фотопроводимости нельзя объяснить, например, положительным температурным коэффициентом сопротивления сегнетоэлектрической пленки [29, 30], либо термоэлектрическим эффектом, возникающим в сегнетоэлектрической пленке [31–33]. Оба эффекта могут изменить удельное сопротивление пленки BSTO либо за счет обедненных слоев, образующихся на границах раздела сегнетоэлектриков, либо за счет термоЭДС. Но сопротивление пленки BSTO настолько велико, что сопротивление пленки шунтируется подложкой LMO, потому что площадь протекания тока в подложке намного больше, а удельное сопротивление LMO меньше, чем удельное сопротивление BSTO. Следовательно, мы не можем наблюдать сопротивление или какое-либо изменение сопротивления пленки BSTO в наших экспериментах. Таким образом, на интерфейсе происходит переход в состояние с высокой проводимостью [11, 12], и эффект отрицательной фотопроводимости связан с изменением проводимости интерфейса. Природа состояния с высокой проводимостью на интерфейсе имеет сходство с природой проводимости на заряженных доменных стенках в сегнетоэлектриках [34–36], но состояние с высокой концентрацией свободных носителей заряда возникает в данном случае не на доменных стенках, а на интерфейсе. Но если придерживаться более строго подхода, то следует сказать, что существование перпендикулярной к интерфейсу компоненты вектора спонтанной поляризации приводит к тому, что перестраивается вся область интерфейса. Произойдет смещение атомов, и, в результате, область интерфейса перейдет в состояние с ненулевой плотностью носителей заряда на уровне Ферми [11, 12]. Таким образом, возникнет металлическое состояние вблизи интерфейса, а вся гетероструктура переходит в состояние с относительно высокой проводимостью в направлении, параллельном интерфейсу.

В результате мы предлагаем следующее объяснение наблюдаемого явления отрицательной фотопроводимости. Поскольку наблюдаются довольно медленные релаксационные процессы, мы предполагаем, что такая зарядовая динамика связана с релаксацией в сегнетоэлектрической пленке (релаксационные процессы в металлической части образца должны были бы происходить намного быстрее). При освещении носители тока, генерируемые в сегнетоэлектрике, будут экранировать поляризацию внутри сегнетоэлектрика [37, 38]. Следовательно, это "эффективное" уменьшение объемной поляризации в пленке сегнетоэлектрика приводит к уменьшению плотности носителей заряда в высокопроводящей области интерфейса. Отметим, что аналогичные эффекты изменения внутренних полей за счет экранирования при проводимости проявляются при переключении доменов при освещении [39], либо в условиях, когда проводимость меняется при модификации сегнетоэлектрических кристаллов отжигом [40]. В обоих случаях происходит уменьшение внутренних полей за счет частичного внутреннего экранирования. В пользу этого вывода свидетельствует тот факт, что при освещении инфракрасным светом, когда энергия фотонов существенно меньше ширины запрещенной и, соответственно, генерация свободных носителей меньше, эффект мал. И, напротив, при освещении зеленым светом, когда эффективная генерация носителей тока значительно больше и происходит во всей толщине пленки BSTO, эффект максимален. Чтобы полностью прояснить эти вопросы, необходимы дальнейшие эксперименты по переключению поляризации сегнетоэлектрической пленки в сильных электрических полях.

Таким образом, при относительно низких температурах ($T < 210$ К) при включении освещения электрическое сопротивление гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$ начинает расти с характерным временем ~ 4–15 с, а затем достигает установившегося значения при продолжающемся освещении образца. Такое поведение кардинально отличается от обычной фотопроводимости в полупроводниках, где вклад фотовозбужденных носителей увеличивает проводимость. В нашем случае при освещении наблюдается увеличение электрического сопротивления гетероструктуры $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3/LaMnO_3$. Поэтому возникает возможность управлять проводимостью интерфейса с помощью лазерного света. Отрицательный эффект фотопроводимости обнаружен при облучении инфракрасным, зеленым и ультрафиолетовым светом. Наблюдаемый эффект не связан с нагревом образца. Полученный результат показывает, что квазидвумерное высокопроводящее состояние на интерфейсе сегнетоэлектрик/диэлектрик можно изменять при помощи освещения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 21-12-00179).

Авторы благодарны В. М. Мухортову за создание гетероструктур.

---

1. A. Ohtomo and H. Y. Hwang, Nature **427**, 423 (2004).
2. M.K. Niranjan, Y. Wang, S.S. Jaswal, and E. Y. Tsymbal, Phys. Rev. Lett. **103**, 016804 (2009).
3. S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C.W. Schneider, and J. Mannhart, Science **313**, 1942 (2006).
4. N. Reyren, S. Thiel, A.D. Caviglia, L. Fitting Kourkoutis, G. Hammerl, C. Richter, C.W. Schneider, T. Kopp, A.-S. Rüetschi, D. Jaccard, M. Gabay, D.A. Muller, J.-M. Triscone, and J. Mannhart, Science **317**, 1196 (2007).
5. A. Brinkman, M. Huijben, M. van Zalk, J. Huijben, U. Zeitler, J. C. Maan, W. G. van der Wiel, G. Rijnders, D. H. A. Blank, and H. Hilgenkamp, Nature Mater. **6**, 493 (2007).
6. A. Kalabukhov, R. Gunnarsson, J. Börjesson, E. Olsson, T. Claeson, and D. Winkler, Phys. Rev. B **75**, 121404 (2007).
7. P. Moetakef, T. A. Cain, D. G. Ouellette, J. Y. Zhang, D. O. Klenov, A. Janotti, Ch. G. van de Walle, S. Rajan, S. J. Allen, and S. Stemmer, Appl. Phys. Lett. **99**, 232116 (2011).
8. C. A. Jackson and S. Stemmer, Phys. Rev. B **88**, 180403 (2013).
9. J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R.C. Budhani, and J. Lesueur, Nat. Commun. **1**, 89 (2010).
10. N. Nakagawa, H.Y. Hwang, and D. A. Muller, Nature Mater. **5**, 204 (2006).
11. Д.П. Павлов, И.И. Пиянзина, В.М. Мухортов, А.М. Балбашев, Д. А. Таюрский, И. А. Гарифуллин, Р. Ф. Мамин, Письма в ЖЭТФ **106**, 440 (2017).
12. V.V. Kabanov, I.I. Piyanzina, D.A. Tayurskii, and R.F. Mamin, Phys. Rev. B **98**, 9 (2018).
13. D.P. Pavlov, R.R. Zagidullin, V.M. Mukhortov, V.V. Kabanov, T. Adachi, T. Kawamata, Y. Koike, and R.F. Mamin, Phys. Rev. Lett. **122**, 23 (2019).
14. V.V. Kabanov, I.I. Piyanzina, Yu.V. Lysogorskiy, D.A. Tayurskii, and R.F. Mamin, Mater. Res. Express **7**, 055020 (2020).
15. V.M. Mukhortov, Y.I. Golovko, G.N. Tolmachev, and A.N. Klevtzov, Ferroelectrics **247**, 75 (2000).
16. Yu.I. Golovko, V.M. Mukhortov, Yu.I. Yuzyuk, P.E. Janolin, and B. Dkhil, Phys. Solid State **50**, 485 (2008).
17. M. An, Y. Weng, H. Zhang, J.-J. Zhang, Y. Zhang, and Sh. Dong, Phys. Rev. B **96**, 235112 (2017).
18. M. Nakamura, A. Sawa, J. Fujioka, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **82**, 201101R (2010).
19. S. Acharya, S. Chouthe, H. Graener, T. Bontgen, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, M. Grundmann, and G. Seifert, J. Appl. Phys. **115**, 053508 (2014).
20. J. H. Bechtel, J. Appl. Phys. **46**, 1585 (1975).
21. T.N. Thomas, C.J. Stevens, A.J.S. Choudary, J.F. Ryan, D. Mihailovic, T. Mertelj, L. Forro, G. Wagner, and J.E. Evetts, Phys. Rev. B **53**, 12436 (1996).
22. H.S. Carlslaw and J.S. Jaeger, *Conduction of heat in Solids*, 2nd ed., Oxford University Press, Oxford, UK (1985).
23. D. Mihailovic and J. Demsar, *Spectroscopy of Superconducting Materials*, in E. Fualcues, ACS Symposium Series, American Chemical Society, Washington, DC (1999), v. 730, ch. 16, p. 230.
24. S. J. Hagen, Z. Z. Wang, and N. P. Ong, Phys. Rev. B **40**, 9389 (1989).
25. M. Ikebe, H. Fujishiro, S. Kanoh, and T. Mikami, Phys. Status Solidi B **225**, 135 (2001).
26. C. Baumann, C. Hess, P. Reutler, B. Buchner, and A. Revcolevschi, J. Magn. Magn. Mater. **290**, 937 (2005).
27. A. V. Inyushkin, A. N. Taldenkov, O. Y. Gorbenko, and A. R. Kaul', JETP Lett. **73**, 609 (2001).
28. Y. Suemune, J. Phys. Soc. Jpn. **20**, 174 (1965).
29. H. Yang, B. Chen, J. Miao, L. Zhao, B. Xu, X. Dong, L. Cao, X. Qiu, and B. Zhao, Appl. Phys. Lett. **85**, 5019 (2004).
30. I.P. Raevskii, A.N. Pavlov, O.I. Prokopalo, and E.I. Bondarenko, Ferroelectrics **83**, 171 (1988).
31. N.N. Orlova, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, and E.V. Deviatov, Phys. Rev. B **104**, 045304 (2021).
32. O.O. Shvetsov, V.D. Esin, A.V. Timonina, N.N. Kolesnikov, and E.V. Deviatov, JETP Lett. **109**, 715 (2019).
33. N.N. Orlova, N.S. Ryshkov, A.V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov, JETP Lett. **113**, 389 (2021).
34. J. Seidel, L.W. Martin, Q. He, Q. Zhan, Y.-H. Chu, A. Rother, M.E. Hawkridge, P. Maksymovych, P. Yu, M. Gajek, N. Balke, S.V. Kalinin, S. Gemming, F. Wang, G. Catalan, J.F. Scott, N.A. Spaldin, J. Orenstein, and R. Ramesh, Nature Mater. **8**, 229 (2009).
35. T. Sluka, A.K. Tagantsev, P. Bednyakov, and N. Setter, Nat. Commun. **4**, 1 (2013).
36. A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, and V. Ya. Shur, Appl. Phys. Lett. **114**, 092901 (2019).
37. V. Ya. Shur, J. Mater. Sci. **41**, 199 (2006).
38. V. Ya. Shur, in *Nucleation Theory and Applications*, ed. by J. W. P. Schmelzer, WILEY-VCH, Weinheim (2005), ch. 6, p. 178.
39. C. Y. J. Ying, A. C. Muir, C. E. Valdivia, H. Steigerwald, C. L. Sones, R. W. Eason, E. Soerge, and S. Mailis, Laser Photonics Rev. **6**, 526 (2012).
40. В.И. Пряхина, Д.О. Аликин, С.А. Негашев, В.Я. Шур, ФТТ **60**, 102 (2018).