

Проводимость латерального $p-n$ -перехода в двумерных структурах HgTe с инвертированным спектром: роль краевых состояний

Г. М. Миньков^{+*1)}, А. А. Шерстобитов^{+*}, А. В. Германенко^{*}, О. Э. Рут^{*}, С. А. Дворецкий[×], Н. Н. Михайлов[×]

⁺Институт физики металлов им. Михеева УрО РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

^{*}Уральский федеральный университет им. Ельцина, 620000 Екатеринбург, Россия

[×]Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 января 2015 г.

После переработки 15 февраля 2015 г.

Измерена проводимость латерального $p-n$ -перехода в двумерных структурах HgTe с инвертированным спектром. Показано, что в квантовых ямах толщиной 8–10 нм клейновское туннелирование не очень эффективно и не мешает выделить вклад краевых состояний в проводимость. Разделение вкладов $p-n$ -перехода и краевых состояний возможно при одновременном измерении сопротивлений области $p-n$ -переходов на каналах с существенно различной шириной.

DOI: 10.7868/S0370274X15070103

Двумерные (2D) структуры на основе бесцелевых полупроводников (HgTe, HgSe) являются уникальными объектами. Это связано с особенностями размерного квантования спектра таких полупроводников. Было предсказано теоретически и подтверждено экспериментально, что при некоторой критической толщине квантовой ямы $d = d_c$ ($d_c \simeq 6.3$ нм для квантовой ямы CdTe/HgTe/CdTe) реализуется линейный по квазиимпульсу k квазидираковский спектр [1]. При толщинах меньше d_c спектр аналогичен спектру нормального узкозонного полупроводника, а при толщинах больше d_c является инверсным. Другой особенностью двумерных структур на основе HgTe является тот факт, что в изготовленных с их использованием полевых транзисторах, изменяя напряжение на затворе V_g , легко менять тип проводимости от электронного к дырочному и обратно подобно тому, как это происходит в полевых транзисторах на основе графена. Таким образом, в двумерном газе под границей затвора образуется интересный для исследований и возможных применений объект – латеральный $p-n$ -переход. Проводимость такого перехода при низких температурах определяется туннелированием, которое в структурах с толщиной ямы, близкой к d_c , может быть очень эффективным (клеинское туннелирование) [2]. Проводимость латерального $p-n$ -перехода в графене довольно интенсивно изучалась как экспериментально, так и теоретически (см., например, [3–6]). Вместе с тем

его экспериментальные исследования в структурах с квантовой ямой HgTe практически отсутствуют. Нам известна лишь одна работа [7], в которой исследован квантовый эффект Холла в системах с $n-p-n$ -переходами.

Наряду с туннельным вкладом в измеряемую проводимость латерального $p-n$ -перехода в структурах с квантовой ямой HgTe может существовать другой вклад, который связан с краевыми состояниями (КС). Теория предсказывает существование таких состояний на краях двумерного газа с инверсным спектром ($d > d_c$). Эти состояния защищены от рассеяния назад и поэтому должны давать вклад, равный величине e^2/h , каждое [8].

Таким образом, изучение проводимости латерального перехода представляет значительный интерес. Оно может дать информацию о механизмах проводимости $p-n$ -перехода, роли клейновского туннелирования при различных толщинах ямы, вкладе краевых состояний в проводимость, возможности использования $p-n$ -переходов в качестве приемников и источников излучения и т.д.

В нашей работе мы уделим основное внимание методу разделения вкладов в проводимость $p-n$ -перехода и краевых состояний. Наличие проводимости по краевым состояниям было элегантно продемонстрировано в недавней работе [9] с помощью сканирующего СКВИДа из измерений магнитного поля, генерируемого током по этим состояниям. Указанная работа имеет качественный характер: эффективная длина таких состояний авторами не определялась,

¹⁾e-mail: grigori.minkov@imp.uran.ru

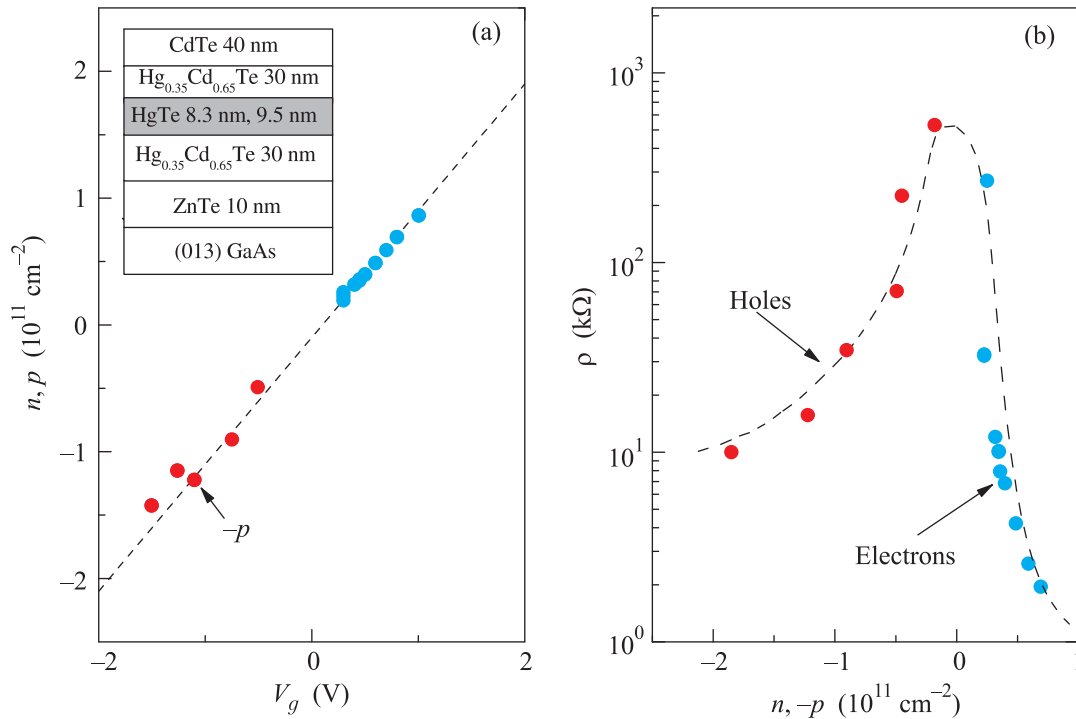


Рис. 1. (а) – Зависимость концентрации носителей тока от напряжения на затворе до засветки. На вставке показан схематичный разрез исследованных структур. (б) – Зависимость удельного сопротивления от концентрации носителей тока (символы). Штриховая кривая – удельное сопротивление, измеренное при развертке V_g после засветки при $p(V_g = 0) = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на структуре, скетч которой приведен на вставке к рис. 3а ($T = 4.2 \text{ К}$)

по-видимому из-за сложностей количественной интерпретации данных.

Прямое экспериментальное подтверждение вклада краевых состояний в проводимость структур с квантовой ямой HgTe было обнаружено лишь в одной работе [10]. При этом проводимость краевых состояний приближалась к величине e^2/h на структурах микронных масштабов. Последнее означает, что длина таких состояний не превышает 1–2 мкм, несмотря на предсказания теории об их защищенности от рассеяния. Косвенное свидетельство вклада краевых состояний в проводимость в структурах с инвертированным спектром дает изучение нелокальной проводимости [11, 12].

В настоящей работе исследованы латеральные p – n -переходы, изготовленные на нелегированных гетероструктурах с квантовой ямой HgTe с номинальной шириной 9.5 и 8.3 нм (структуры НТ71 и НТ25 соответственно). Их схематический разрез приведен на вставке к рис. 1а. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, толщина которого D для различных структур составляла 0.3–0.8 мкм. В качестве полевого электрода использовался алюминий. Исходно (при охлаждении в темноте в отсутствие напряжения на затворе) эти структуры имели

дырочный тип проводимости. При этом их удельное сопротивление составляло величину $(1–3) \cdot 10^5 \text{ Ом}$. Благодаря эффекту замороженной фотопроводимости подсветка со стороны подложки при $T = 4.2 \text{ К}$ позволяла менять тип проводимости с дырочного на электронный и контролируемо увеличивать концентрацию электронов до значений $(1–2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для каждой из структур было измерено по 3–4 мостика. Все основные полученные результаты аналогичны. Поэтому мы приведем данные для образцов, изготовленных на структуре НТ71.

На рис. 1 приведены зависимости концентрации носителей тока (электронов и дырок – n и p соответственно) от напряжения на затворе (рис. 1а) и сопротивления ρ от концентрации носителей (рис. 1б). Эти измерения были сделаны без засветки на стандартном холловском мостике с шириной канала и расстоянием между потенциальными контактами, равными 0.5 мм. Видно, что нулевая концентрация носителей (или точка зарядовой нейтральности, charge neutrality point – CNP) достигается при малом положительном напряжении затвора $V_g \simeq 0.1 \text{ В}$. При этом сопротивление достигает величины около $(0.6–0.7) \cdot 10^6 \text{ Ом}$. После засветки зависимость концентрации от V_g сдвигается в сторону меньших зна-

чений V_g , не меняя при этом наклона, а зависимость ρ от n и p практически не изменяется.

Таким образом, приложение к полевому электроду достаточно большого отрицательного напряжения после засветки переводит двумерный газ, расположенный под электродом, в p -тип. В результате на границе полевого электрода образуется латеральный p - n -переход (см. вставку к рис. 2). Распределение

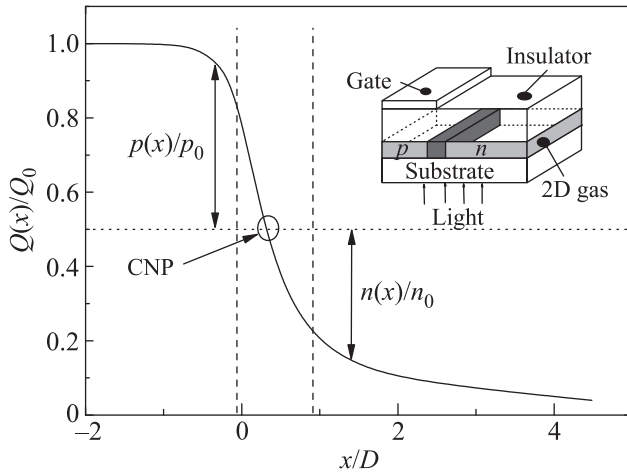


Рис. 2. Зависимость относительной плотности заряда, индуцированного напряжением затвора, от расстояния до его края, расположенного при $x = 0$, рассчитанная согласно [13]; $p(x)/p_0$, $n(x)/n_0$ – распределение относительной концентрации дырок и электронов для случая, когда вдали от края их концентрации равны ($p_0 = n_0$), т.е. $Q_0 = 2e n_0$. Вертикальные штриховые линии – границы обедненной области, CNP – точка зарядовой нейтральности. На вставке показан скетч структуры. Засветка происходила через подложку

индуцированного напряжением затвора заряда $Q(x)$ нетрудно рассчитать, используя уравнения классической электростатики [13]. Эта зависимость приведена на рис. 2.

Нами были исследованы структуры с различной геометрией. Измерения на них позволяли определить сопротивление области p - n -перехода, сопротивление барьера под относительно узким полевым электродом (т.е. сопротивление двух последовательно включенных областей p - n -переходов). Как будет показано ниже, разделить вклады краевых состояний и самого p - n -перехода можно лишь при одновременном измерении сопротивления этих областей на структуре, на которой канал имеет две существенно разные ширины. Поэтому остальные результаты мы приведем для структуры, скетч которой показан на вставке к рис. 3а. Толщина диэлектрика в этой структуре, определенная из измерения емкости меж-

ду двумерным газом и затвором, составляла примерно 0.3 мкм. Ширина широкой части образца (w_1) равнялась 0.5 мм, ширина узкой (w_2) – 0.12 мм.

Зависимости сопротивлений $R_{ij} = V_{ij}/I$ (где i и j – номера контактов, между которыми измерялось падение напряжения V_{ij} при пропускании тока I через контакты 1 и 6) от напряжения на затворе при концентрации электронов $n = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ приведены на рис. 3а закрытыми символами. Эти результаты были получены в омическом режиме при одновременном измерении сопротивлений R_{23} , R_{45} и R_{34} во время непрерывной развертки напряжения на полевым электроде (было проверено, что гистерезис при используемой скорости развертки $\Delta V_g/\Delta t \approx 20 \text{ мВ/с}$ пренебрежимо мал).

Для определения сопротивлений областей p - n -переходов (левого по рис. 3а – R_{w1} и правого – R_{w2}) необходимо из сопротивлений R_{23} и R_{45} вычесть сопротивления подводящих n - и p -областей. Последние легко вычислить, зная геометрию структуры и их удельные сопротивления $\rho(n)$ и $\rho(p)$, которые можно найти из тех же измерений: $\rho(n)$ – из R_{23} и R_{45} при $V_g = 0$, а $\rho(p)$ – из R_{34} с учетом геометрии этой области. Отметим, что зависимость $\rho(p)$, найденная из этих измерений, хорошо согласуется с зависимостью, измеренной на стандартном мостике (см. рис. 1б).

Полученные зависимости R_{w1} и R_{w2} от V_g приведены на рис. 3а открытыми символами. Видно, что эти сопротивления уменьшаются с ростом отрицательного напряжения (ростом концентрации дырок в p -области под полевым электродом), но и при максимальной концентрации дырок остаются значительными (около 3–5 кОм). Следует отметить, что в указанной величине может присутствовать некоторый вклад, связанный с сопротивлениями обедненных областей вблизи переходов, включенных последовательно. Его можно оценить, проинтегрировав $\rho[n(x)]$ (см. рис. 1б и 2) по x слева от CNP и $\rho[p(x)]$ справа от CNP в интервале D . Согласно таким оценкам сопротивления обедненных областей не превышают 0.5 кОм.

Таким образом, значения сопротивления областей p - n -переходов в 3–5 кОм показывают, что квантовое туннелирование в исследованных структурах не очень эффективно. Это неудивительно, поскольку энергетический спектр, в первую очередь, валентной зоны при толщине ямы 9.5 нм сильно отличается от дираковского.

Обратим внимание на то, что отношение R_{w2}/R_{w1} изменяется от 2 до 3, в то время как ширина канала в левой и правой частях образца, как это видно из рис. 3а, отличается примерно в 4 раза. Мы полага-

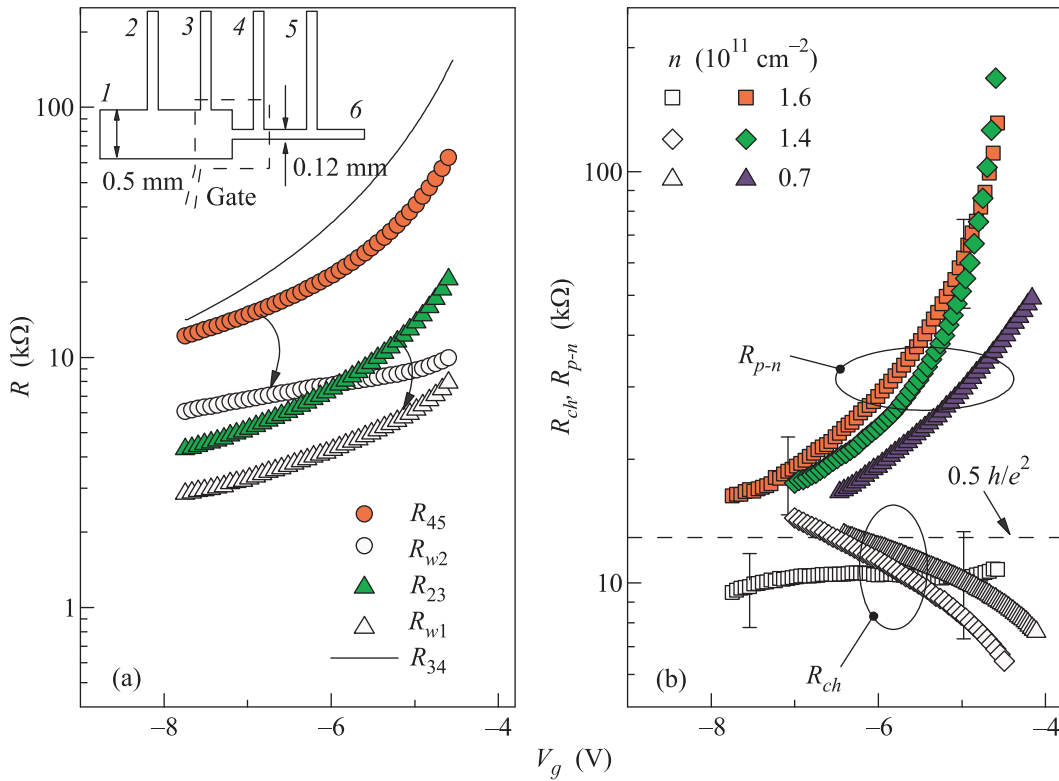


Рис. 3. (а) – Зависимости сопротивлений от напряжения затвора при концентрации электронов $n = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (закрытые символы). Подстрочные индексы указывают номера контактов, между которыми измерялось напряжение при пропускании тока через контакты 1 и 6 (см. вставку). Открытые символы показывают вычисленные сопротивления областей $p-n$ -переходов на широкой и узкой частях канала (см. текст). Сплошная кривая – зависимость $\rho(V_g)$ под затвором (в p -области). (б) – Сопротивления краевых состояний (открытые символы) и $p-n$ -перехода на узкой части канала (закрытые символы). Различные символы соответствуют концентрациям электронов, указанным на панели б; $T = 4.2 \text{ К}$

ем, что это связано с вкладом проводимости краевых состояний, который не зависит от ширины канала. В таком случае, считая, что сопротивление $p-n$ переходов обратно пропорционально их длине, которая совпадает с шириной соответствующей части канала: $R_{p-n} = r_{p-n}/w$ (где r_{p-n} – сопротивление $p-n$ -перехода единичной длины), и что оно шунтируется сопротивлением краевых состояний R_{ch} , легко найти их связь с измеренными R_{w1} и R_{w2} :

$$R_{ch} = \frac{w2 - w1}{w2/R_{w1} - w1/R_{w2}}, \quad (1)$$

$$r_{p-n} = \frac{w2 - w1}{1/R_{w1} - 1/R_{w2}}. \quad (2)$$

Найденные по этим формулам зависимости сопротивления краевых состояний R_{ch} и сопротивления $p-n$ -перехода на узкой части канала $R_{p-n} = r_{p-n}/w2$ от напряжения затвора при той же концентрации электронов, что и на рис. 3а, показаны на рис. 3б открытыми и закрытыми символами соответственно. Видно, что сопротивление краевых состояний в

достаточно широком диапазоне V_g имеет величину $10 \pm 2 \text{ кОм}$, а сопротивление $p-n$ -перехода в этом диапазоне изменяется в 7 раз. Анализ механизма проводимости латерального $p-n$ -перехода, зависимости его сопротивления от напряжения на затворе, тока и т.д. выходит за рамки настоящей работы.

Как видно из рис. 3б, аналогичное поведение R_{ch} и R_{p-n} наблюдается и при других концентрациях электронов. Таким образом, приведенные результаты показывают, что в структурах с инвертированным спектром с шириной ямы 8–10 нм сопротивление латерального $p-n$ -перехода в широком диапазоне концентраций электронов и дырок шунтируется сопротивлениями краевых состояний. Поскольку таких состояний два (по одному на каждой из боковых сторон канала), сопротивление одного краевого состояния равно $2R_{ch} = 20 \pm 4 \text{ кОм}$, что близко к сопротивлению одного открытого канала h/e^2 . Длина такого канала как минимум больше толщины $p-n$ -перехода, которая, как видно из рис. 2 составляет порядка толщины диэлектрика, т.е. $\approx 0.3 \text{ мкм}$.

Работа выполнена в рамках государственного задания (тема “Спин” 01201463330, НИР 3.571.2014/К и 2457) и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 15-02-02072).

1. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, *Science* **314**, 1757 (2006).
2. O. Klein, *Z. Phys.* **53**(3, 4), 157 (1929).
3. B. Huard, J. A. Sulpizio, N. Stander, K. Todd, B. Yang, and D. Goldhaber-Gordon, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236803 (2007).
4. B. Cizyilmaz, P. Jarillo-Herrero, D. Efetov, D. A. Abanin, L. S. Levitov, and Ph. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 166804 (2007).
5. J. R. Williams, L. DiCarlo, and C. M. Marcus, *Science* **317**, 638 (2007).
6. L. M. Zhang and M. M. Fogler, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 116804 (2008).
7. G. M. Gusev, A. D. Levin, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 076805 (2013).
8. C. Wu, B. A. Bernevig, and S.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 106401 (2006).
9. K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J. R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, and K. A. Moler, *Nat. Mat.* **12**, 787 (2013).
10. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
11. A. Roth, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and Sh.-Ch. Zhang, *Science* **325**, 294 (2009).
12. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, *Phys. Rev. B* **84**, 121302 (2011).
13. P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*, McGraw-Hill, N.Y. (1953), Eq. (10.2.51).