

## Процессы рассеяния в двумерном полуметалле

Е. Б. Ольшанецкий<sup>+1)</sup>, З. Д. Квон<sup>+\*</sup>, М. В. Энтин<sup>+</sup>, Л. И. Магарилл<sup>+\*</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>+</sup>, И. О. Парм<sup>+</sup>,  
С. А. Дворецкий<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 12 февраля 2009 г.

Исследованы механизмы рассеяния в двумерном полуметалле на основе HgTe квантовой ямы, в которой концентрация электронов и дырок управляется в широких пределах приложением затворного напряжения. Показано, что при низких температурах в указанной системе доминирует рассеяние на примесях. Наблюдалось прямое влияние взаимного межчастичного рассеяния (в данном случае электронов и дырок) на сопротивление металла.

PACS: 73.43.Qt, 73.63.Hs

Недавно в работе [1] было показано, что в нелегированных квантовых ямах на основе HgTe с ориентацией поверхности (013), имеющих инверсную зонную структуру, существует двумерный полуметалл (ДП). Было предположено, что он возникает благодаря перекрытию (составлявшему величину около 10 мэВ) зоны проводимости, дно которой расположено в центре зоны Бриллюэна, и двух симметричных валентных зон, потолок которых расположен на некотором расстоянии от центра в направлении [0-31]. При этом уровень Ферми должен быть расположен внутри данного перекрытия. Структуры, изученные в [1], не позволяли исследовать ДП при различных соотношениях между концентрациями двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД), так как не были снабжены затвором. Технология низкотемпературного (около 100 °С) нанесения окиси (SiO<sub>2</sub>) и нитрида (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) кремния на такие структуры позволила решить указанную проблему и создать своего рода полевой транзистор на основе HgTe квантовой ямы с ДП, который уже дает возможность простым приложением к образцу затворного напряжения изучать свойства системы при практически любом соотношении между концентрациями ДЭ и ДД в квантовой яме. Благодаря этому, в данной работе обнаружен целый ряд особенностей рассеяния, присущих только ДП и обусловленных взаимодействием ДЭ и ДД.

Квантовые ямы CdHgTe/HgTe/CdHgTe с ориентацией поверхности (013) и толщиной 20.5 нм изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Подробности технологии роста структур изложены в [2, 3]. Исследованные в данной работе ямы были

аналогичны изученным в [1]. Для проведения магнетотранспортных измерений на основе этих структур с помощью стандартной фотолитографии были изготовлены образцы в виде холловских мостиков с шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 мкм. Омические контакты к двумерному газу формировались вжиганием индия. Для изготовления затвора на структуре сначала выращивался на основе плазмохимического метода слой диэлектрика, состоящий из 100 нм SiO<sub>2</sub> и 200 нм Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Затем напылялся затвор TiAu. Магнетотранспортные измерения в описанных структурах проводились в температурном диапазоне 0.2–4.1 К и в магнитных полях до 5 Тл по стандартной четырехточечной схеме на переменном сигнале частотой 12–13 Гц и током через образец 1–10 нА, достаточно малом, чтобы избежать эффектов разогрева.

Для определения основных транспортных параметров системы, соответствующих различным значениям затворного напряжения, в области классических магнитных полей измерялись зависимости диагональной  $\rho_{xx}$ (В) и холловской  $\rho_{xy}$ (В) компонент тензора сопротивления от магнитного поля. Было обнаружено, что характер этих зависимостей кардинальным образом зависит от величины и знака приложенного к образцу затворного напряжения. Для примера на рис.1 показаны зависимости, соответствующие затворным напряжениям  $-1.5$  В и  $+1.5$  В. Видно, что в интервале  $-0.2$  Тл  $\leq B \leq +0.2$  Тл при  $V_g = -1.5$  В (рис.1а) наблюдается знакопеременный эффект Холла, а также большое положительное магнетосопротивление. В то же время, при  $V_g = +1.5$  В (рис.1б) положительное магнетосопротивление практически отсутствует, а зависимость холловского со-

<sup>1)</sup> e-mail: eolsh@thermo.isp.nsc.ru

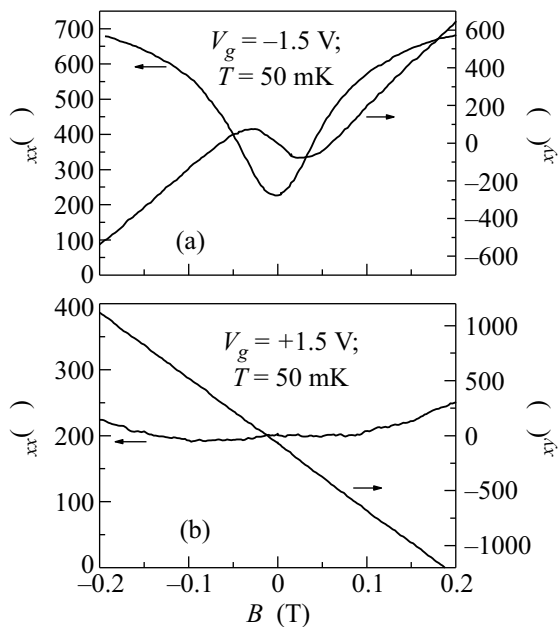


Рис.1. Зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для электронно-дырочной системы в квантовой яме HgTe при  $T = 50$  мК и напряжении на затворе: (a)  $V_g = -0.5$  В и (b)  $V_g = +0.5$  В

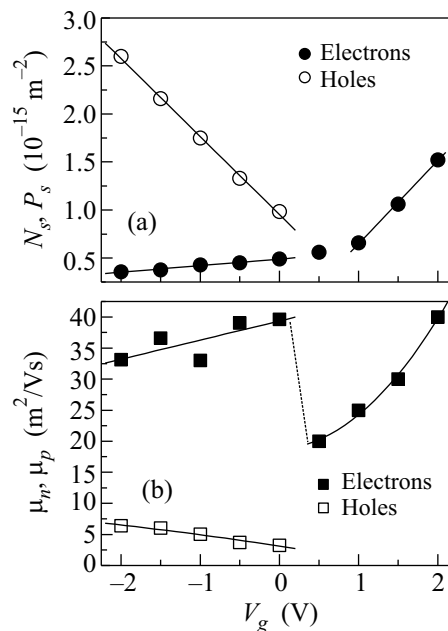


Рис.2. (a) Зависимость концентрации электронов  $N_s$  и дырок  $P_s$  от затворного напряжения. (b) Зависимость подвижности электронов  $\mu_n$  и дырок  $\mu_p$  от затворного напряжения. Температура  $T = 200$  мК

противления от магнитного поля является линейной, и ее наклон противоположен наклону  $\rho_{xy}(B)$  при  $V_g = -1.5$  В и  $|B| > 0.5$  Тл. Подгонка зависимостей, подобных приведенным на рис.1 с помощью формул стандартной модели классического транспорта в присутствии двух групп носителей разного знака [4], позволяет определить типы носителей заряда, участвующих в транспорте, а также значения их подвижности и концентрации. На рис.2 приведены зависимости определенных таким образом параметров от затворного напряжения. Рассмотрим сначала рис.2а, где показаны зависимости концентрации электронов и дырок от затворного напряжения. В области затворных напряжений  $V_g \geq +1$  В экспериментальные зависимости (см., например, рис.1b) удовлетворительно описываются моделью транспорта с одним типом носителей – электронами. Хотя и в этом случае нельзя полностью исключить присутствие дырок в небольших по сравнению с электронами концентрациях, однако из-за их более низкой подвижности они не вносят заметного вклада в проводимость. Как и следовало ожидать, зависимость концентрации электронов от затворного напряжения является линейной функцией с наклоном  $8.7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ , соответствующим емкости диэлектрика. Совсем иная картина наблюдается при  $V_g \leq 0.5$  В. Для описание зависимостей, подобных тем, что изображены на рис.1а,

необходим учет двух типов носителей – электронов и дырок. На рис.2а показаны зависимости концентраций электронов и дырок от затворного напряжения при  $V_g \leq 0.5$  В, полученные из обработки экспериментальных кривых. Видно, что с увеличением отрицательного смещения на затворе концентрация дырок растет, а электронов – уменьшается по линейному закону с наклоном  $8.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$  и  $0.7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} \cdot \text{В}^{-1}$ , соответственно. Отметим, что сумма абсолютных величин этих наклонов примерно равна абсолютной величине наклона зависимости  $N_s(V_g)$  при  $V_g \geq +1$  В, что и следовало ожидать, так как в области  $V_g \geq +1$  В электроны являются единственным типом носителей. Кроме того, отношение наклонов  $P_s(V_g)/N_s(V_g) \approx 11.6$  при  $V_g \leq 0$  В должно соответствовать отношению плотности состояний дырок и электронов. Тогда, если дырки заполняют две долины, а электроны одну, то при массе электронов  $m_e \approx 0.025m_0$  масса дырок оказывается равной  $m_h \approx 0.15m_0$ .

Рассмотрим теперь, как ведут себя подвижности электронов и дырок при изменении  $V_g$  (рис.2b). Заметим, что линии, проходящие через экспериментальные точки, приведены для наглядности. В области  $+1 \text{ В} \leq V_g \leq +2 \text{ В}$  уменьшение концентрации электронов сопровождается заметным снижением их подвижности, как  $\sim N_s^{3/2}$ . Подобное поведение харак-

терно и для других двумерных структур, в которых концентрация носителей управляется электростатическим затвором, и связано с тем, что транспортное время для рассеяния на примесях зависит от концентрации как  $\tau_{tr} \sim N_s^\alpha$ , где  $\alpha = (1-2)$ . Затем, в области затворных напряжений  $0 \leq V_g \leq +0.5$  В, соответствующих примерному равенству концентраций электронов и дырок, наблюдается резкий скачок подвижности электронов, отмеченный пунктирной линией. Дальнейшее увеличение отрицательного смещения на затворе приводит к небольшому уменьшению подвижности электронов и слабому линейному росту подвижности дырок. Наибольший интерес вызывает скачок подвижности электронов при  $0 \leq V_g \leq +0.5$  В. Как видно из рис.2а, этот скачок совпадает с началом области затворных напряжений, где наблюдается примерное равенство концентраций электронов и дырок. Подобный факт позволяет связать его с эффектом экранирования примесного рассеяния электронов дырками и предложить следующее объяснение. В области затворных напряжений  $V_g \geq 0.5$  В, когда  $P_s \ll N_s$  или  $P_s = 0$ , наблюдается, как уже было отмечено выше, примесное рассеяние электронов. Важная особенность этого рассеяния в двумерной системе на основе HgTe состоит в большой диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{HgTe}} > 100$  [5] (для квантовой ямы  $\epsilon_{QW} = (\epsilon_{\text{HgTe}} + \epsilon_{\text{CdTe}})/2$ ). Вследствие этого, а также из-за малой эффективной массы электронов волновой вектор экранирования  $q_{TF}$  будет при  $V_g > 0.5$  В (когда заполнена только зона проводимости) намного больше фермиевского импульса электронов  $k_F$ . Тогда, фактически, будет происходить рассеяние электронов на незэкранированной примеси. При пересечении уровнем Ферми потолка валентной зоны, начинающемся при  $V_g < 0.5$  В, и, соответственно, при появлении дырок происходит резкое, более чем на порядок, увеличение плотности состояний и, как результат, такое же возрастание  $q_{TF}$ . В этом случае экранировка примесного рассеяния становится уже существенной, что и приводит к скачку подвижности. Заметим, что оценка эффекта дает удовлетворительное согласие с экспериментом только, если предположить существование действительно аномально больших (несколько сотен) значений диэлектрической проницаемости в квантовых ямах на основе HgTe.

В системе, в которой присутствуют два типа носителей заряда, релаксация импульса может быть обусловлена, помимо прочих факторов, также и их взаимным рассеянием (механизм Ландау-Барбера) [6]. Поскольку в подобном механизме релаксации импульса с обеих сторон участвуют только частицы в

интервале  $kT$  в окрестности уровня Ферми, следует ожидать, что соответствующее время релаксации будет меняться с температурой как  $\sim T^{-2}$ . На рис.3а приведены зависимости сопротивления структуры от

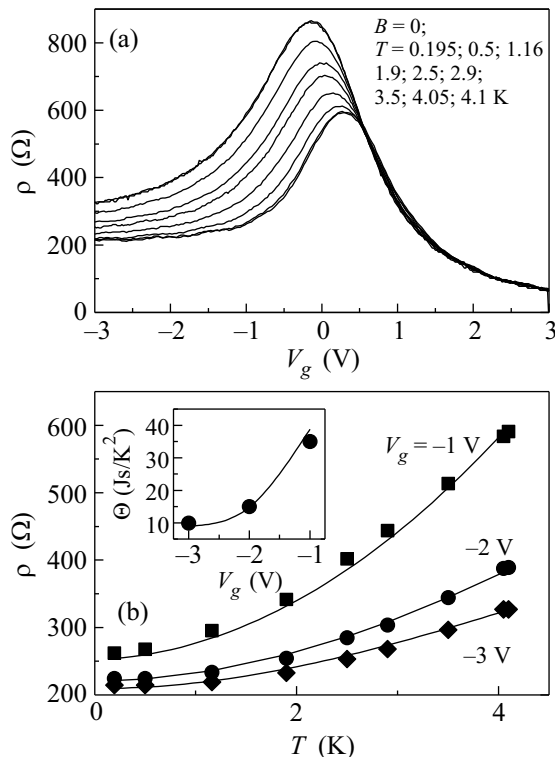


Рис.3. (а) – Зависимости  $\rho(V_g)$  при  $B = 0$  и различных температурах в диапазоне  $T = 0.2 - 4.1$  К (температура повышается от нижней кривой к верхней). (б) – черными символами обозначены полученные из рис.3а зависимости  $\rho(T)$  для  $V_g = -1; -2$  и  $-3$  В. Проходящие через символы линии – подгонка с помощью формулы (1) (см. текст). На вставке – зависимость подгоночного параметра  $\Theta$  от затворного напряжения: символы – эксперимент, линия – теория (формулы (2), (3) в тексте)

затворного напряжения в нулевом магнитном поле в диапазоне температур  $T = 0.195 \div 4.1$  К. Все кривые  $\rho(V_g)$  имеют выраженный максимум. При самой низкой температуре  $T = 0.195$  К этот максимум по своему положению примерно совпадает с затворным напряжением, при котором концентрации электронов и дырок равны. Другой интересной особенностью кривых на рис.3а является их несимметричная относительно затворного напряжения температурная зависимость. Видно, что для затворных напряжений  $V_g \geq 0.5$  В в исследуемом диапазоне температур сопротивление от температуры практически не зависит. В то же время при  $V_g \leq 0.5$  В наблюдается заметный (в 1.5–2 раза) рост сопротивления с увеличением

температуры до 5 К, который максимален в интервале  $-1 \text{ В} \leq V_g \leq -0.5 \text{ В}$  и уменьшается с увеличением отрицательного смещения на затворе. Также хорошо видно, что рост температуры приводит к сдвигу максимума зависимости  $\rho(V_g)$  на 0.5 В в сторону отрицательных затворных напряжений. На наш взгляд, подобное поведение можно объяснить с помощью упомянутого выше механизма релаксации импульса в системе с двумя типами носителей. В этом случае отсутствие температурной зависимости сопротивления при  $V_g \geq 0.5 \text{ В}$  связано с тем, что при этих затворных напряжениях в системе имеется только один тип носителей заряда – электроны (см. рис.2а). Для описания поведения системы при  $V_g \leq 0.5 \text{ В}$  мы воспользуемся полученной нами формулой для температурной зависимости сопротивления в системе с двумя типами носителей в условиях, когда релаксация импульса обусловлена их взаимным рассеянием:

$$\rho(T) = \rho_0 \frac{1 + (\eta/e)(N_s \mu_p + P_s \mu_n)}{1 + (\eta/e)(N_s - P_s)^2 \mu_n \mu_p / (N_s \mu_n + P_s \mu_p)}, \quad (1)$$

где  $\rho_0, N_s, P_s, \mu_n, \mu_p$  – сопротивление системы, концентрации электронов и дырок и их подвижности при  $T = 0$ ;  $e$  – заряд электрона, а  $\eta$  – коэффициент взаимного трения электронов и дырок. Коэффициент взаимного трения  $\eta$  определяется рассеянием электронов на дырках. Вне зависимости от механизма рассеяния, при фиксированных значениях концентрации электронов и дырок, вероятность этого процесса падает квадратично при понижении температуры:  $\eta = \Theta \cdot T^2$ , где  $\Theta$  – некоторая константа.

На рис.3б черными символами приведены зависимости  $\rho(T)$ , полученные из экспериментальных кривых на рис.3а для  $V_g = -1; -2; -3 \text{ В}$ . Для всех трех затворных напряжений наблюдается насыщение температурной зависимости сопротивления при  $T \leq 0.5 \text{ К}$ . Это дает нам основание использовать соответствующие этим температурам значения подвижности и концентраций электронов и дырок в формуле (1) при подгонке кривых на рис.3б. Сами эти параметры могут быть получены независимо, как описано в начале раздела при обсуждении кривых на рис.1а. Таким образом, вся процедура подгонки каждой из кривых будет зависеть только от одного параметра –  $\Theta$  в выражении для  $\eta$ . Результаты этой подгонки представлены на рис.3б в виде сплошных линий. На вставке к рис.3б показана зависимость подгоночного параметра  $\Theta$  от затворного напряжения (черные символы). В предположении о нейтральном характере межчастич-

ного рассеяния и квадратичном изотропном спектре электронов  $\eta$  можно представить в следующем виде:

$$\eta = (k_B T)^2 \cdot \frac{D}{N_s P_s} F \left( \sqrt{\frac{N_s g_h}{P_s}} \right), \quad (2)$$

где

$$F(x) = \int_0^\infty r dr J_0^2(xr) (J_0^2(r) - J_1^2(r)), \quad (3)$$

$g_h = 2$  – количество долин дырок,  $J_n(r)$  – функции Бесселя, а  $D$  – константа, которая определяется особенностями взаимодействия электронов и дырок и не зависит от их концентрации. Линия на вставке к рис.3б получена с помощью формул (2), (3), из которых следует, что  $\Theta = k_B^2 D F(\sqrt{N_s g_h / P_s}) / N_s P_s$ . При этом были использованы определенные экспериментально значения концентраций электронов и дырок и  $k_B^2 D \approx 4.5 \cdot 10^3$ . Хорошее согласие между экспериментом и теорией свидетельствует о справедливости нашего предположения о том, что наблюдаемая зависимость сопротивления от температуры обусловлена взаимным рассеянием электронов и дырок. Следует отметить, что приведенные результаты являются первым наблюдением прямого влияния межчастичного рассеяния на транспортное время в металлах. В обычной ситуации, например в висмуте или сурьме, такое наблюдение затруднительно, так как данный тип рассеяния не меняет полного импульса системы из-за одинаковой подвижности и электронов и дырок. К тому же, даже косвенное выявление этого механизма оказывается неоднозначным из-за конкурирующего влияния рассеяния на фононах [7].

Таким образом, в данной работе показано, что рассеяние в двумерном полуметалле имеет целый ряд интересных особенностей, обусловленных одно-временным существованием ДЭ и ДД, причем при низких температурах ( $T < 0.2 \text{ К}$ ) дырки влияют на подвижность электронов косвенным образом, экранируя примесный потенциал, на котором происходит рассеяние электронов, а при высоких температурах ( $T > 0.2 \text{ К}$ ) они уже прямо участвуют в процессе межчастичного рассеяния.

Авторы благодарят Э.Г. Батыева за многочисленные полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-00467, # 08-02-00152 и программ РАН “Квантовая физика конденсированных сред” и “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

1. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).

2. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky et al., *Int. J. Nanotechnology* **3**, № 1, 120 (2006).
3. Е. В. Olshanetsky, S. Sassine, Z. D. Kvon et al., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 661 (2006).
4. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1990.
5. Н. Н. Берченко, М. В. Пашковский, *УФН* **119**, 223 (1976).
6. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
7. В. Ф. Гантмахер, В. Т. Долгополов, *ЖЭТФ* **60**, 2260 (1971).