

Подвижность дираковских электронов в HgTe квантовых ямах

А. А. Добрецова^{+*1)}, З. Д. Квон^{+*}, Л. С. Брагинский^{+*}, М. В. Энтин^{+*}, Н. Н. Михайлов^{+*}

⁺ Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*} Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 27 июня 2016 г.

После переработки 27 июля 2016 г.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование подвижности дираковских электронов (ДЭ) в HgTe квантовых ямах с толщиной, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру. Экспериментально обнаружена немонотонная зависимость этой подвижности от электронной концентрации. Построена теория рассеяния ДЭ на примесях и флуктуациях толщины ямы, вызванных ее неровностями. Сравнение указанной теории с экспериментом дает хорошее согласие и объясняет обнаруженную немонотонность уменьшением отношения дебройлевской длины ДЭ к характерному размеру неровности с ростом их концентрации.

DOI: 10.7868/S0370274X16180053

В недавних работах [1–4] было показано, что в квантовых ямах на основе теллурида ртути, толщина которых близка к критической (d_c), соответствующей переходу от прямого к инвертированному спектру, реализуется система однодолинных двумерных дираковских фермионов, имеющих бесщелевую природу и, соответственно, линейный энергетический спектр (двумерный вейлевский полуметалл), что приводит к целому ряду особенностей в ее транспортном [2, 3] и оптическом [1, 4] отклике. Однако до настоящего времени отсутствуют детальные и систематические исследования подвижности в указанной системе, и информация ограничивается только обрывочными сведениями в работах [2, 5]. Данная работа восполняет указанный пробел. В ней проведено детальное исследование поведения подвижности справа от дираковской точки и обнаружена немонотонная зависимость подвижности от концентрации двумерных электронов, вызванная особенностью их рассеяния на флуктуациях толщины квантовой ямы.

Исследованные образцы представляли собой полые холловские структуры, изготовленные на основе HgTe квантовых ям с заданной толщиной 6.3, 6.4, 6.6 и 7 нм и ориентацией (013). Стоит отметить, что в отличие от остальных ям, яма толщиной 7 нм соответствует уже состоянию двумерного топологического изолятора. Образцы имели ширину 50 мкм и расстояние между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм (их подробное описание дано в [2, 3]). Измерения проводились при температуре

4.2 К и в магнитных полях до 1 Т с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 100 нА, исключаящих эффекты разогрева.

Типичные зависимости проводимости образцов от эффективного затворного напряжения $\sigma(V_g^{\text{eff}})$ (где $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{min}}$, V_g – приложенное затворное напряжение, V_g^{min} – затворное напряжение, соответствующее минимальному значению проводимости) для всех четырех толщин квантовых ям показаны на рис. 1. Хорошо видно, что все зависимости проходят через минимум, причем минимальное значение проводимости для всех кривых превышает e^2/h , что подтверждает сделанный в [2] вывод о квазиметаллическом поведении ям с толщиной, близкой к критической, в дираковской точке. Также отметим, что в окрестности дираковской точки они имеют вид, близкий к симметричному относительно $V_g^{\text{eff}} = 0$. При дальнейшем росте амплитуды затворного напряжения указанная симметрия теряется из-за близости долин тяжелых дырок [2]. Далее в работе будет рассматриваться только поведение проводимости справа от дираковской точки, когда перенос осуществляется дираковскими электронами (ДЭ). Анализ поведения дираковских дырок осложнен влиянием уже упомянутых боковых долин тяжелых дырок [2, 6] и выходит за рамки данной работы.

На рис. 2 показаны зависимости подвижности электронов, определенных из измерений проводимости, от концентрации. Видно, что подвижность ям толщинами 6.3 и 6.4 нм растет во всем диапазоне кон-

¹⁾e-mail: DobretsovaAA@gmail.com

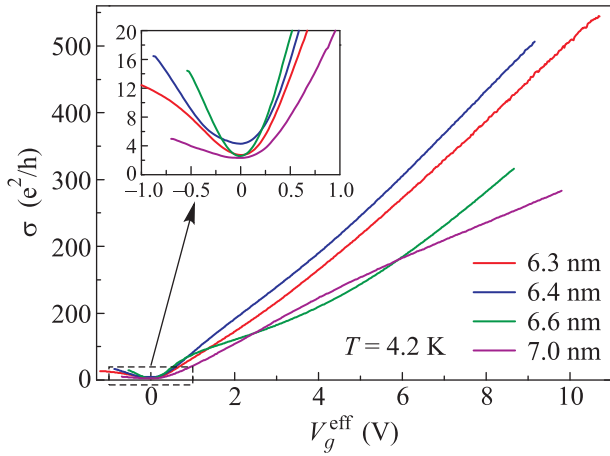


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типичные зависимости проводимости безмассовых дираковских фермионов в зависимости от эффективного затворного напряжения $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g^{\text{min}}$, где V_g – приложенное затворное напряжение, V_g^{min} – затворное напряжение, соответствующее минимальному значению проводимости

Таблица 1. Параметры ям, полученные при подгонке теоретических кривых к экспериментальным. δ – энергетическая щель в спектре дираковских фермионов, N_{imp} – концентрация примесей, d_{sp} – среднее расстояние примесей до максимума волновой функции электрона, L и H – характерные длина и высота шероховатостей (при этом предполагалось, что $\frac{\partial \delta}{\partial d} \Big|_{d=d_c} \approx -25 \text{ мЭВ/нм}$ [13])

d , нм	δ , мЭВ	N_{imp} , см^{-2}	d_{sp} , нм	L , нм	H , нм
6.3	5	$4.5 \cdot 10^{11}$	10	6.5	0.18
6.4	2.5	$5.3 \cdot 10^{11}$	13	6.3	0.17
6.6_1	-2.5	$5.9 \cdot 10^{11}$	25	7.8	0.24
6.6_2	-2.5	$5.0 \cdot 10^{11}$	20	6.8	0.17
7.0	-12.5	$4.0 \cdot 10^{11}$	5	3.0	0.25

центраций, при этом при $N_s = (0.9 - 1.3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается изменение скорости роста подвижности с более резкого при малых концентрациях на более плавный при больших концентрациях. Также для ям 6.4 нм наблюдается перегиб в подвижности при концентрации $N_s \approx 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Другое поведение наблюдается для ям 6.6 нм, где при малых концентрациях, как и в случае ям 6.3 и 6.4 нм, подвижность резко растет, затем, однако, при концентрации электронов $N_s = (0.5 - 1) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ она достигает максимума, равного $(1 - 2) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Vs}$ в зависимости от конкретного образца, затем начинает падать, проходит через заметно более пологий, чем максимум, минимум при $N_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и наконец после этого снова начинает расти, но уже значительно медленнее. В случае ям 7 нм, подвижность также, как и в предыдущих случаях, растет при малых концентрациях электронов и затем, начиная с concentra-

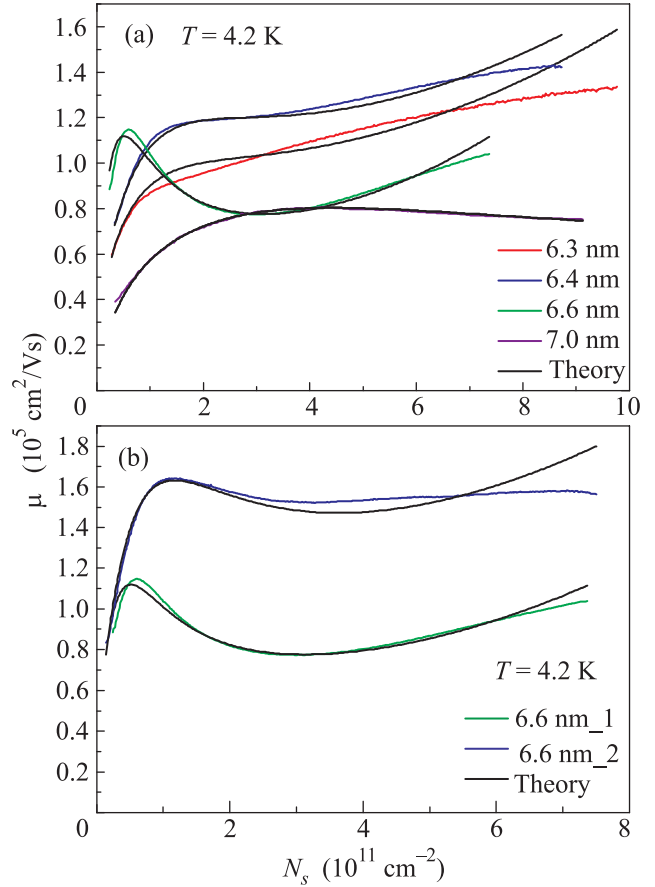


Рис. 2. (Цветной онлайн) Подвижность электронов для ям с толщинами 6.3, 6.4, 6.6 и 7 нм (а) и для двух образцов с толщиной 6.6 нм (б). Тонкие черные линии соответствуют теоретическому расчету

ции $N_s \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, плавно уменьшается. Поведение подвижности, наблюдаемое для ям 7 нм, является аналогичным тому, что наблюдается в других структурах, кремниевых инверсионных каналах [7], GaAs гетероструктурах [8], широких HgTe квантовых ямах [5, 9]. Немонотонное же поведение подвижности, полученное для ям 6.6 нм не наблюдалось ранее ни в одной из перечисленных систем.

Для проведения анализа указанного аномального поведения подвижности в работе была построена теория рассеяния дираковских электронов на удаленных примесях и флуктуациях толщины квантовой ямы. При этом, т.к. температура в эксперименте была значительно ниже уровня Ферми ($E_f > 20 \text{ мЭВ}$), температура в теории полагалась равной нулю. Остановимся кратко на основных моментах теории. Очевидно, что стандартный подход к примесному рассеянию, давно известный для двумерных электронов с параболическим спектром (см., например, [7, 10]), в данном случае не годится и необ-

ходимо учесть линейность спектра ДЭ, что нетрудно сделать, модифицировав теорию для массивных двумерных электронов. Тогда выражение для транспортного времени релаксации будет иметь следующий вид:

$$\frac{1}{\tau_{\text{imp}}} = N_{\text{imp}} \frac{8\pi e^4}{\kappa^2 \hbar^3 s^2} E_f \int_0^\pi \frac{\sin^2 \varphi}{(2k_f \sin \varphi + q_0)^2} \times \\ \times \left(\cos^2 \varphi + \frac{\delta^2}{E_f^2} \sin^2 \varphi \right) \exp[-4k_f d_{sp} \sin \varphi] d\varphi,$$

где N_{imp} – концентрация примесей, $E_f = \sqrt{\delta^2 + \hbar^2 s^2 k_f^2}$ – уровень Ферми ДЭ, k_f – волновой вектор Ферми, $s \approx 7 \cdot 10^7$ см/с [11] – скорость Ферми, δ – щель в спектре, d_{sp} – расстояния от примесей до электронов, $q_0 = 2e^2 E_f / \kappa \hbar^2 s^2$ – волновой вектор Томаса–Ферми для ДЭ, κ – диэлектрическая проницаемость HgTe квантовой ямы.

Рассмотрим теперь рассеяние, вызванное неровностями квантовой ямы. Теория данного рассеяния для ям с параболическим спектром была построена почти полвека назад в [12] и давно является канонической [7]. Однако в нашем случае ее необходимо модифицировать, т.к. в ямах с критической толщиной ее флуктуации могут привести к флуктуациям щели в спектре носителей заряда, которые и приводят к релаксации импульса. Учтеть данные флуктуации можно, заложив в гамильтониан Дирака, описывающий ДЭ, зависимость щели от толщины ямы, что в предположении малости флуктуаций толщины с точностью до первого порядка дает:

$$H(\mathbf{k}) = \hbar s \boldsymbol{\sigma} \mathbf{k} + \left(\delta + \frac{\partial \delta}{\partial d} \Big|_{d=d_0} \xi(\boldsymbol{\rho}) \right) \sigma_z = \\ = H_0(\mathbf{k}) + \frac{\partial \delta}{\partial d} \Big|_{d=d_0} \xi(\boldsymbol{\rho}) \sigma_z,$$

где $H_0(\mathbf{k})$ – невозмущенный гамильтониан, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ – волновой вектор в плоскости ямы, σ_i – матрицы Паули, $\xi(\boldsymbol{\rho}) = (d(\boldsymbol{\rho}) - d_0)$ – флуктуация толщины ямы, d_0 – средняя толщина ямы.

Тогда по теории возмущения можно получить следующее транспортное время рассеяния на флуктуациях щели:

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{2H^2 L^2}{\hbar^3 s^2} \left(\frac{\partial \delta}{\partial d} \right)^2 E_f \int_0^\pi \sin^2 \varphi \times \\ \times \left(\frac{\delta^2}{E_f^2} \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \right) \exp[-k_f^2 L^2 \sin^2 \varphi] d\varphi.$$

При выводе данного выражения было предположено, что корреляционная функция шероховатостей имеет гауссовский вид $W(\boldsymbol{\rho}) = \langle \xi(\boldsymbol{\rho}') | \xi(\boldsymbol{\rho}' + \boldsymbol{\rho}) \rangle = H^2 \exp[-\rho^2 / L^2]$, где H и L – параметры, которые

описывают характерные высоту и длину неровностей, соответственно. Зная транспортное время рассеяния, можно вычислить подвижность, выражение для которой для случая линейного спектра также будет отличаться от случая параболических электронов:

$$\mu = -\frac{e}{2} \frac{\int_0^\infty \tau(E) v(E)^2 N(E) f_0' dE}{\int_0^\infty N(E) f_0' dE} = \frac{e\tau(E_f) s^2}{E_f},$$

где $N(E) = E / \pi \hbar^2 s^2$ – плотность состояний ДЭ, f_0 – функция распределения Ферми–Дирака.

Перейдем теперь к сравнению экспериментальных данных с теоретическим расчетом. Но прежде сделаем несколько предварительных замечаний. При расчете подвижности, обусловленной примесным рассеянием, предполагалось, что в исследованных структурах оно вызвано, прежде всего, примесями легирующих слоев, расположенных на расстоянии около 20 нм от границ ямы и имеющих концентрацию $(7.5 - 9.5) \cdot 10^{10}$ см⁻², а также неоднородно распределенными вблизи границы HgTe/HgCdTe остаточными примесями. В расчете они моделировались заряженной плоскостью, расположенной на некотором расстоянии от ямы. Соответственно, вводились два подгоночных параметра: концентрация примесей N_{imp} и их среднее расстояние до максимума волновой функции электрона d_{sp} .

Результаты сравнения показаны на рис. 2. Хорошо видно, что расчет удовлетворительно описывает все экспериментальные зависимости $\mu(N_s)$. Параметры, полученные при подгонке теоретических кривых к экспериментальным, приведены в табл. 1. Значения щели в спектре дираковских электронов были взяты из [13] с поправкой на то, что из-за напряжения ямы, вызванного разницей постоянных решетки HgTe и CdTe, критическая толщина ямы равна 6.5 нм [14]. Обсудим величины полученных подгоночных параметров и их поведение, а затем отдельно наиболее важный вопрос: как предложенная теория объясняет немонокотное поведение подвижности. Если говорить о параметрах примесного рассеяния, то они говорят о том, что рассеивающие примеси сосредоточены в основном вблизи областей легирования, однако их концентрация в несколько раз превышает заданную. Как и в других двумерных системах, рассеяние на заряженных примесях доминирует при малых N_s . При дальнейшем увеличении N_s начинает приваливать уже рассеяние на неровностях, приводя к тому, что в случае ям 6.3 и 6.4 нм рост подвижности резко ослабляется, а в случае 7 нм ямы он сменяется небольшим падением. В случае же 6.6 нм ямы, как было отмечено ранее,

рост подвижности сменяется падением, но затем снова сменяется ростом. Такое поведение наблюдалось впервые и кажется, на первый взгляд, неожиданным. Скорее всего, это связано с тем, что в эксперименте ни в одной из ранее исследованных систем указанный рост подвижности не наблюдался. Однако в теории рассеяния на шероховатостях тех же параболических электронов такой рост уже содержится, и связан он с тем, что с увеличением N_s уменьшается дебройлевская длина волны электрона λ_e и возможен переход от условия $k_f L < 1$ к обратному $k_f L > 1$, сопровождаемый сменой зависимости $\mu(N_s)$ от уменьшения μ к ее увеличению. Более того, на возможность наблюдения такого перехода в Si/SiGe квантовых ямах было специально обращено внимание в работе [15]. Но концентрация, необходимая для этого, превышала $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. А наиболее высокая концентрация электронов, достигнутая в таких ямах, равна 10^{12} см^{-2} . Так или иначе, но, по-видимому, в данной работе немонотонная зависимость $\mu(N_s)$, обусловленная рассеянием на неровностях, обнаружена впервые. Немонотонное поведение $\mu(N_s)$ позволяет получить более тонкую информацию о характере неровностей квантовой ямы, чем это удавалось ранее [5, 8, 9]. Пример приведен на рис. 2b, показывающем $\mu(N_s)$ для двух разных образцов, изготовленных из разных участков одной и той же шайбы. Ясно видно разное поведение приведенных зависимостей: одна из них имеет более глубокий минимум, положение которого смещено в сторону меньших N_s в сравнении с другой. Этот факт является прямым свидетельством того, что характер неровностей квантовых ям может быть разным не только для разных шайб (что было очевидно ранее), но и для различных участков одной и той же шайбы.

Для ям с толщинами 6.4 и 6.3 нм, как отмечено ранее, хорошо выраженный минимум подвижности не наблюдается, и вместо него возникает точка перегиба. Наличие минимума в зависимости суммарной подвижности от концентрации определяется двумя факторами: относительными величинами примесной подвижности и подвижности при рассеянии на шероховатостях, и длиной шероховатостей L , которая определяет концентрацию, соответствующую началу роста подвижности при рассеянии на шероховатостях. Таким образом, видимо, в силу того, что в ямах 6.3 и 6.4 нм примесная подвижность заметно меньше, чем в ямах 6.6 нм, минимум подвижности в них не возникает, хотя, как видно из табл. 1, параметры шероховатостей для ямы 6.6 нм практически не отличаются от таковых для ям 6.3 и 6.4 нм. Примесная подвижность мала также и в ямах 7 нм.

Однако, т.к. для них характерная длина шероховатостей получилась существенно меньшей, то начиная с $N_s \approx 4 \cdot 10^{11}$, в них наблюдается падение подвижности, а не рост, как в случае ям 6.3 и 6.4 нм.

Также заметим, что данные о поведении $\mu(N_s)$ в аналогичном диапазоне N_s были приведены в [5] для ям с ориентацией (100) и заданной толщиной 6.3 нм, и указанная зависимость не содержала никаких аномалий. Это позволяет предположить, что характер неровностей на границе HgTe квантовой ямы зависит от ее ориентации, точнее характерная длина неровностей для ям с ориентацией (100), видимо, существенно меньше, чем для ям с ориентацией (013), и условие $k_f L < 1$ соблюдается в них во всем исследуемом диапазоне N_s .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # РНФ 16-12-10041).

1. З. Д. Квон, С. Н. Данилов, Д. А. Козлов, К. Цот, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **94**, 895 (2011).
2. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **96**, 815 (2012).
3. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **100**, 824 (2014).
4. C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V. V. Bel'kov, M. M. Glazov, L. E. Golub, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **90**, 205415 (2014).
5. G. Tkachev, C. Thienel, B. Büttner, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and E. M. Hankiewicz, Phys. Rev. Lett. **106**, 076802 (2011).
6. B. Büttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Nat. Phys. **7**, 418 (2011).
7. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
8. H. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, and T. Matsusue, Appl. Phys. Lett. **51**, 1934 (1987).
9. А. А. Добрецова, Л. С. Брагинский, М. В. Энтин, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **101**, 360 (2015).
10. J. H. Davies, *The Physics of Low-dimensional Semiconductors*, Cambridge University Press (1998).
11. P. Olbrich, C. Zoth, P. Vierling, K.-M. Dantscher, G. V. Budkin, S. A. Tarasenko, V. V. Belkov, D. A. Kozlov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **87**, 235439 (2013).
12. A. V. Chaplik and M. V. Entin, Soviet Phys. JETP **28**, 514 (1968) [ZhETF **55**, 990 (1968)].
13. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**, 045310 (2012).
14. Е. Л. Новик, частное сообщение.
15. A. Gold, Phys. Rev. B **35**, 723 (1987).