

## Слабая антилокализация в квантовых ямах на основе HgTe вблизи топологического перехода

Е. Б. Ольшанецкий<sup>1)°</sup>, З. Д. Квон<sup>°+</sup>, Г. М. Гусев\*, Н. Н. Михайлов<sup>°</sup>, С. А. Дворецкий<sup>°</sup>, Дж. С. Портал<sup>2)□▽△</sup>

<sup>°</sup> Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

\* Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo, Sao Paulo 05315-970, SP, Brazil

□ GHMFL, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble, France

▽ INSA, 135 Avenue de Rangueil, F-31077, Toulouse, France

△ Institut Universitaire de France, F-75005, Paris, France

Поступила в редакцию 24 февраля 2008 г.

Обнаружено и исследовано аномальное знакопеременное магнитосопротивление (АМС) в HgTe квантовых ямах, имеющих толщину 5.8 и 8.3 нм, то есть вблизи перехода от прямого зонного спектра к инвертированному. Показано, что в ямах с инвертированным спектром обнаруженное АМС хорошо описывается теорией [9, 10], причем детальное сравнение эксперимента с ней указывает на наличие только кубического члена в спиновом расщеплении электронного спектра. В яме с прямой щелью условия применимости теории [9, 10] не выполняются и, как следствие этого, не удастся сделать столь же однозначный вывод. Полученные результаты указывают на существование сильного спин-орбитального взаимодействия в симметричных HgTe квантовых ямах вблизи топологического перехода.

В последнее время идея возникновения металлического состояния с дираковским спектром на поверхности диэлектрика с сильным спин-орбитальным взаимодействием, впервые высказанная более четверти века назад [1, 2], получила новый импульс благодаря как дальнейшему развитию теории [3, 4], так и появлению первых экспериментов, свидетельствующих о наличии таких состояний на краях HgTe квантовых ям (КЯ) с инвертированным зонным спектром, имеющих немного большую толщину, чем критическая толщина 6.3 нм [5, 6]. Ключевую роль в возникновении указанных состояний играют спин-орбитальные эффекты. Поэтому получение информации об этих эффектах является важной задачей. Однако до сих пор они изучались только в широких квантовых ямах (около 20 нм) и при высоких концентрациях электронов, то есть в ситуации, когда толщина ямы намного превышает критическую, а ее форма является асимметричной. В ямах, в которых предполагается существование топологического изолятора, эти эффекты до сих пор не изучены, за исключением косвенных экспериментов [5]. Хорошо известно, что одним из наиболее характерных транспортных явлений, позволяющих

получить практически прямую информацию об эффектах спин-орбитального взаимодействия, являются слабые антилокализационные поправки к проводимости систем, поскольку такое взаимодействие приводит к спиновой релаксации, меняющей знак интерференционной локализационной поправки к проводимости. Именно им обусловлено знакопеременное аномальное магнитосопротивление двумерных электронных систем [7–10], являющееся в настоящее время наиболее прямым источником информации о спин-орбитальном взаимодействии в указанных системах. В данной работе это АМС изучено для HgTe КЯ, имеющих немного меньшую и большую ширину, чем критическая толщина  $d_c = 6.3$  нм, при которой и происходит переход от прямозонной квантовой ямы к квантовой яме с инвертированным спектром [6].

Образцы, изученные в данной работе представляли собой ямы двух толщин:  $d_1 = 8.3$  нм ( $d_1 > d_c$ ) и  $d_2 = 5.8$  нм ( $d_1 < d_c$ ), выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 160–200 К на подложках GaAs с ориентацией (013). Следует отметить, что ямы обеих толщин выращивались в практически одинаковых условиях. Схематический разрез изученных структур с описанными квантовыми ямами показан на рис.1. На рис.1а и 2а показаны зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  для обо-

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

<sup>2)</sup> J. C. Portal.

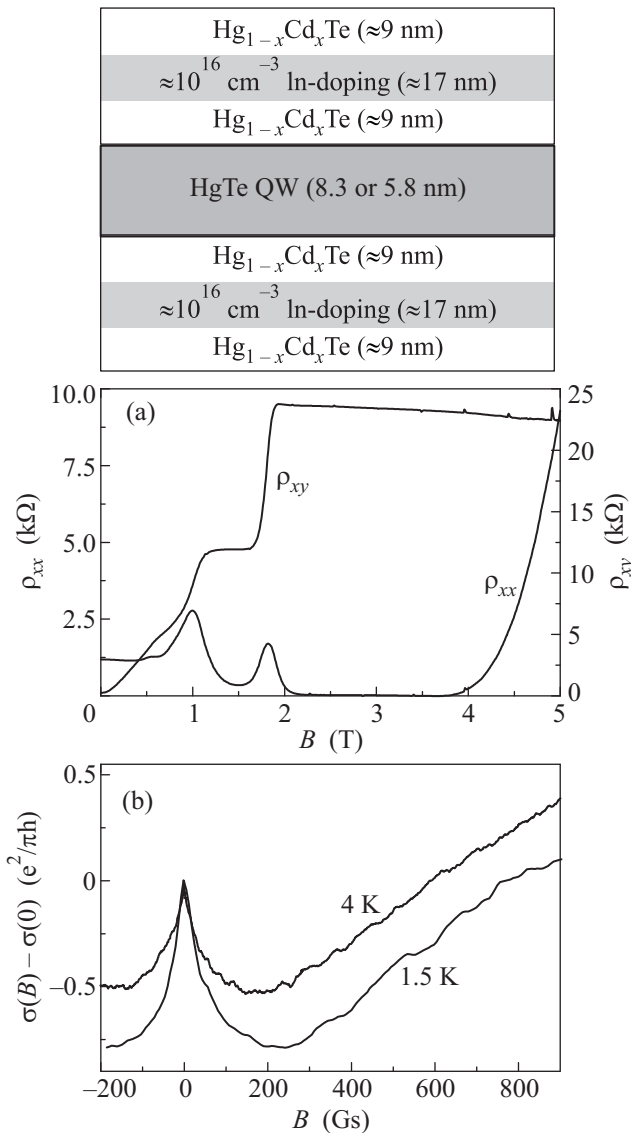


Рис.1. Вверху – схематический разрез изученных структур. Внизу – экспериментальные зависимости для образца с толщиной ямы 5.8 нм: (а) – зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  при  $T=1.5$  К; (б) –  $\sigma(B) - \sigma(0)$  для двух температур

их ям при  $T = 1.5$  К (узкая яма) и  $T = 3$  К (широкая яма) после краткой подсветки. Как видно, обе ямы демонстрирует широкие минимумы в диссипативной компоненте тензора сопротивления и плато в холловской компоненте. Однако транспортные параметры ям являются в сильной степени различными. Во-первых, удельное сопротивление более узких ям порядка 1 кОм, когда как такое же сопротивление более широких ям около 20 кОм, то есть более чем на порядок выше. Концентрации носителей заряда в ямах отличаются значительно меньше: для широких ям  $N_s \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а для узких име-

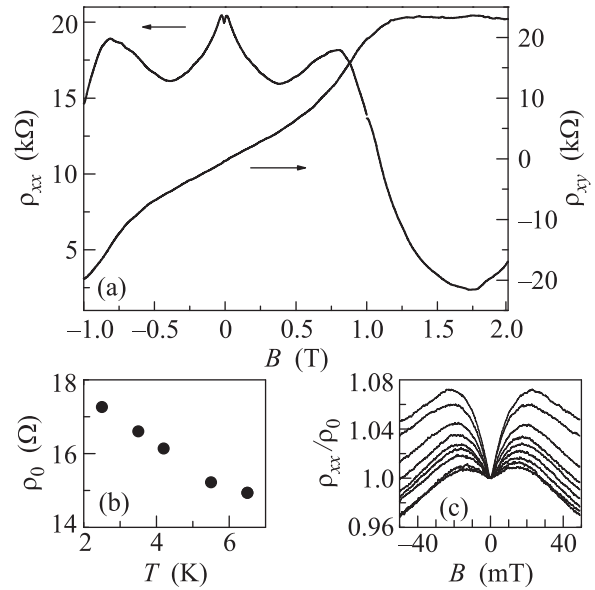


Рис.2. Образец с толщиной ямы 8.3 нм: (а) – зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{xy}(B)$  при  $T = 3$  К; (б) – температурная зависимость удельного сопротивления  $\rho_0$  при  $B = 0$ ; (с) – зависимости  $\rho_{xx}(B)/\rho_0$  в окрестности  $B = 0$  измеренные при  $T = 1.4; 1.55; 2; 2.5; 3; 3.5; 4.2; 5.5; 6.5$  К (температура уменьшается от нижней кривой к верхней)

ем  $N_s \approx 7.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Это означает, что подвижность электронов в более узкой яме на порядок больше, чем в широкой, хотя, на первый взгляд, должно быть наоборот. Этот факт косвенным образом указывает именно на принципиальное различие их спектров.

Остановимся сначала более подробно на поведении ямы с  $d_1 = 8.3$  нм, то есть имеющей инвертированный зонный спектр и, таким образом, являющейся предполагаемым топологическим изолятором [4]. Как видно из рис.2а, удельное сопротивление образца при  $B = 0$   $\rho_0 \approx 20$  кОм, что указывает на ее близость к порогу подвижности. При  $B = 1.74$  Тл наблюдается состояние квантового Холла  $\nu=1$  с соответствующими минимумами в  $\rho_{xx}$  и плато в  $\rho_x$ . Отсюда следует, что концентрация носителей в квантовой яме  $N_s = 4.26 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и, с учетом приведенного выше удельного сопротивления образца, подвижность составляет  $\mu = 7000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . На рис.2б показана температурная зависимость удельного сопротивления в нулевом магнитном поле. Видно, что с понижением температуры от 6.5 до 2 К сопротивление увеличивается от 15 до 17 кОм. Это означает, что несмотря на близость к порогу подвижности, наблюдается слабый логарифмический рост сопротивления при уменьшении температуры, скорее всего, обусловлен-

ный эффектами электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале [11]. Как  $\rho_{xx}$ , так и  $\rho_{xx}$  на рис.2а, вполне симметричны относительно смены знака магнитного поля. Наиболее яркой особенностью приведенных на рис.2а зависимостей является характерная структура в  $\rho_{xx}$  – два симметричных относительно  $B = 0$  пика при  $B \approx \pm 200$  Гс. На рис.2с приведены результаты более детального измерения этой особенности в  $\rho_{xx}$  при различных температурах в диапазоне 1.4–6.5 К. Как видно, с повышением температуры высота пиков уменьшается, и они сдвигаются в сторону меньших полей. Подобные особенности в магнетосопротивлении двумерной системы, как правило, являются проявлением слабой антилокализации и указывают на наличие в системе сильного спин-орбитального рассеяния. Насколько нам известно, это первое наблюдение слабой антилокализации в квантовых ямах на основе HgTe. Ниже мы приводим результаты детального сравнения наблюдаемой слабой антилокализации в квантовых ямах HgTe с существующей теорией. Но прежде отметим, что вклад в температурную зависимость антилокализационной поправки является чаще всего более слабым, чем локализационной поправки, связанной с взаимодействием в диффузионном канале, и поэтому полная поправка ведет к росту сопротивления при уменьшении температуры (см. рис.2б).

Как известно, в двумерных системах основным механизмом релаксации спина является механизм Дзяконова–Переля, обусловленный спиновым расщеплением в спектре из-за отсутствия в системе центра инверсии. Причем отсутствие центра инверсии в двумерной системе может быть связано, с его отсутствием как в самом кристалле, так и непосредственно в квантовой яме. Очевидно, что в квантовых ямах на основе HgTe могут реализоваться оба случая. Расщепление в спектре двумерной системы, связанное с отсутствием центра инверсии в исходном кристалле, описывается двумя членами Дрессельхауза – кубическим  $\Omega_3 = \gamma k^3/4$  и линейным  $\Omega_1^{(1)} = \gamma k(\langle k_z^2 \rangle - k^2/4)$  по волновому вектору электрона  $k$ , а с отсутствием центра инверсии в квантовой яме – единственным линейным по волновому вектору  $k$  членом Рашбы  $\Omega_1^{(2)} = \alpha k$ . В общем случае при изучении слабой антилокализации в двумерных системах необходим учет всех этих трех составляющих спинового расщепления в спектре – одного кубического и двух линейных по  $k$  членов. Соответствующая теория была развита в ILGP [9, 10]. Отметим, что в случае, когда оба линейных члена равны нулю и присутствует только кубический член, выражение для магнетосопротивления в теории ILGP совпадает с ре-

зультатом, полученным ранее в первых работах по изучению слабой антилокализации AALKh [7].

В исследуемом температурном диапазоне с учетом температурной зависимости сопротивления параметр  $H_{tr} = \hbar/4eD\tau$  (где  $D$  – коэффициент диффузии, а  $\tau$  – время релаксации импульса) меняется от 5.7 до 2.3 кГс. С учетом того, что наблюдаемые в нашем образце особенности слабой локализации лежат в пределах 300 Гс около нуля, теория ILGP является применимой в нашем случае. При сравнении наблюдаемых в зависимостях магнетосопротивления особенностей слабой антилокализации с теорией ILGP использовались три подгоночных параметра:

$$H_{\varphi} = \hbar/4eD\tau_{\varphi}, \quad H_{so} = \frac{\hbar}{4eD} (2\Omega_1^2\tau_1 + 2\Omega_3^2\tau_3),$$

$$H_{so}^1 = \frac{\hbar}{4eD} 2\Omega_1^2\tau_1, \quad \frac{1}{\tau_n} = \int (1 - \cos(n\theta))W(\theta)d\theta,$$

$\tau_{\varphi}$  – время фазовой релаксации, а  $\Omega_1$  включает в себя линейные по  $k$  вклады одновременно от Дрессельхауза и Рашбы. В ходе сравнения теории с экспериментом было обнаружено, что добиться удовлетворительного согласия удастся только, приняв  $H_{so}^1$  и соответственно  $\Omega_1$  равными нулю, (рис.3). В этом случае

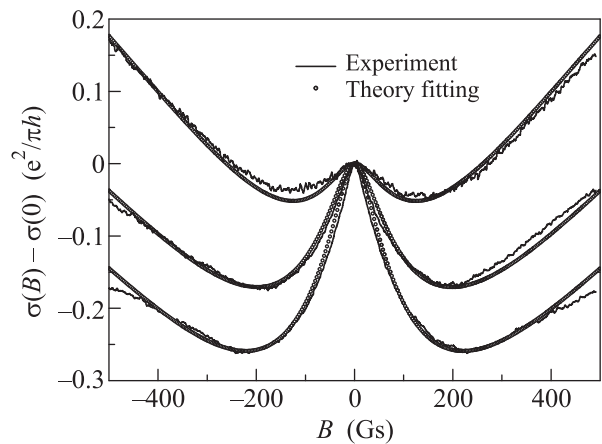


Рис.3. Образец с широкой ямой  $d_1 = 8.3$  нм. Результаты подгонки теории ILGP [9, 10] к экспериментальным зависимостям  $\sigma(B) - \sigma(0)$  для трех температур (снизу вверх),  $T = 1.4, 2, 6.5$  К

результат теории ILGP совпадает с AALKh, и спиновая релаксация электронов в системе определяется одним только кубическим по  $k$  членом Дрессельхауза  $\Omega_3$ . На рис.4 приведены зависимости  $\tau_{so}(T)$  и  $\tau_{\varphi}(B)$ , полученные из сравнения теории и эксперимента. Для  $\tau_{\varphi}^{-1}$  наблюдается близкая к линейной зависимость от  $T$  типичная для электрон-электронного рассеяния;  $\tau_{so}^{-1}$  в пределах погрешности не зависит от температуры в исследованном диапазоне.

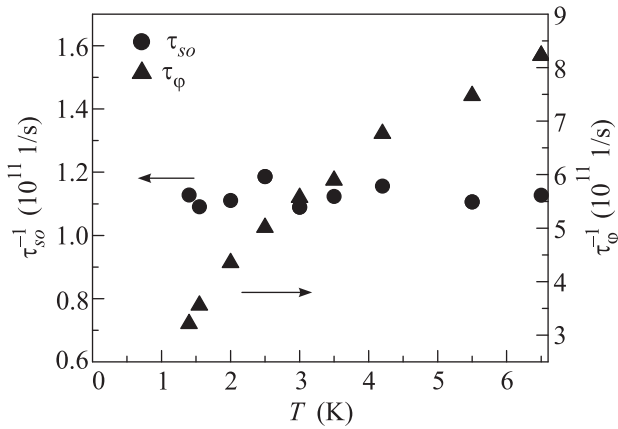


Рис.4. Полученные из сравнения теории ILGP с экспериментом зависимости  $\tau_{so}(T)$  и  $\tau_{\phi}(B)$  для образца с широкой ямой  $d_1 = 8.3$  нм

Перейдем теперь к анализу поведения ямы с  $d_1 = 5.8$  нм, то есть с прямым зонным спектром. Как было отмечено выше, электроны в данной яме имеют почти в 1.5 раза более высокую концентрацию и намного большую подвижность. Соответственно, в этой яме наблюдаются плато не только с  $\nu=1$ , но также с  $\nu=2$  и 3. На рис.1b представлены результаты измерения АМС для нее при температурах 4 и 1.5 К. На первый взгляд, поведение АМС для более узкой ямы подобно тому, что описано чуть выше. Скажем, максимум кривой АМС лежит при том же значении магнитного поля  $\approx 200-250$  Гс. Однако в связи с тем, что подвижность в образцах с толщиной ямы  $d_1 = 5.8$  нм примерно в 10 раз выше, величина  $H_{tr}$  в этих образцах оказывается порядка 30 Гс, то есть значительно ниже полей, в которых наблюдаются особенности АМС. Поскольку применимость теорий [7, 9, 10] ограничена диапазоном полей  $H < H_{tr}$ , эти теории не могут, строго говоря, быть использованы для сравнения с экспериментом в образцах с толщиной ямы  $d_1 = 5.8$  нм. И действительно, было обнаружено, что подгонка теории [9, 10] к зависимос-

тям на рис.1b не приводит к удовлетворительному результату. Для корректного описания этих зависимостей следует, вероятно, воспользоваться теорией АМС для баллистического транспорта [12], что будет предпринято в последующих работах.

Таким образом, полученные в данной работе результаты указывают на сильное спин-орбитальное взаимодействие в HgTe КЯ вблизи перехода изолятор-топологический изолятор.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-00467, # 08-02-00152, # 09-02-12291-офи-м и программ РАН “Квантовая физика конденсированных сред,” “Основы фундаментальных исследований и нанотехнологий и наноматериалов” и FAPESP, CNPq (Brazilian agencies).

1. В. А. Волков, Т. Н. Пинскер, ФТТ Sov. Phys. Solid State **23**, 1022 (1981).
2. В. А. Волков, О. А. Панкратов, Письма в ЖЭТФ **42**, 145 (1985).
3. С. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005).
4. B. Andrei Bernevig et al., Science **314**, 1757 (2006).
5. M. Konig et al., Science **318**, 766 (2007).
6. A. Roth et al., Science **325**, 294 (2009).
7. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, and D. E. Khmelnitskii, Sov. Phys.-JETP **54**, 411 (1981).
8. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, and V. N. Ovsyuk J. Phys. C **17**, L683 (1984).
9. S. V. Iordanskii, Yu. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, JETP Lett. **60**, 206 (1994).
10. W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak et al., Phys. Rev. B **53**, 3912 (1996).
11. B. A. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, Eds. A. L. Efros and Michael Pollak, North-Holland, Amsterdam, 1985.
12. L. E. Golub, Phys. Rev. B **71**, 235310 (2005).