

Индукцированный продольным магнитным полем переход двумерный полуметалл–диэлектрик в квантовых ямах на основе HgTe

Е. Б. Ольшанецкий⁺¹⁾, З. Д. Квон^{+*}, Г. М. Гусев[×], Н. Н. Михайлов⁺, С. А. Дворецкий⁺

⁺ Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

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

[×] Instituto de Física, Universidade de Sao Paulo, 05315-970 Sao Paulo, SP, Brazil

Поступила в редакцию 5 июня 2012 г.

После переработки 9 июля 2012 г.

В двумерном полуметалле на основе HgTe квантовых ям обнаружен переход металл–диэлектрик, индуцированный магнитным полем, приложенным параллельно плоскости квантовой ямы. Пороговая зависимость энергии активации от величины магнитного поля, а также резкое уменьшение холловского сопротивления в момент начала перехода позволяют предположить, что он связан с образованием экситонного диэлектрика.

В 1961 г. Н. Мотт [1], рассматривая зависимость свойств полуметалла от концентрации электронов и дырок, обнаружил, что при некотором пороговом значении этого параметра экранировка кулоновского взаимодействия между электронами и дырками уменьшается настолько, что в системе становится энергетически выгодным образование связанных электронно-дырочных пар. Иными словами, согласно Мотту в подобной системе с понижением концентрации носителей заряда должен происходить переход от полуметаллического к диэлектрическому состоянию, названному им экситонным диэлектриком. Позднее было предложено несколько возможных вариантов механизма этого перехода [2–5]. Следует отметить, что вплоть до настоящего времени не было получено убедительного экспериментального подтверждения этого интересного и важного эффекта. Возникшая ситуация связана с тем, что до сих пор в распоряжении экспериментаторов не имелось системы, в которой подобный переход мог бы быть реализован и наблюдаться при помощи транспортных измерений. Традиционные трехмерные полуметаллы, такие, как Bi, Sb и HgSe или их сплавы, не годились для этой цели ввиду невозможности контролируемого управления концентрацией электронов и дырок, а двумерных полуметаллов, в которых для этого можно было бы использовать электростатический затвор, не существовало. В итоге в течение более полувека достижения в данной области ограничивались лишь несколькими сообщениями о непрямых и неочевид-

ных наблюдениях экситонного изолятора в таких системах, как $\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x}$ [6] и $\text{TmSe}_{0.45}\text{Te}_{0.55}$ [7]. Ситуация изменилась после обнаружения двумерного полуметалла в квантовых ямах (КЯ) на основе HgTe [8–10] толщиной 18–21 нм. В указанных КЯ, имеющих инвертированный энергетический спектр, возможно сосуществование электронов и дырок с низкой плотностью (менее 10^{11} см^{-2}) и высокой подвижностью как электронов ($\mu_n = (3-6) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$), так и дырок ($\mu_p = (3-10) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Было показано, что перекрытие зон (зоны проводимости с минимумом в центре зоны Бриллюэна и валентной зоны с максимумами в боковых ее точках) Δ и, соответственно, полуметаллическое состояние возникают в результате деформации растяжения в квантовой пленке из-за различия постоянных решеток HgTe и CdTe. Величина Δ зависит от ориентации ямы. В частности, $\Delta(013) \approx 5 \text{ мэВ}$, а $\Delta(100) \approx 1 \text{ мэВ}$. Очевидно, что подобная система дает возможность реализовать путем вариации затворного напряжения полуметалл с любым заданным отношением концентраций дырок и электронов, включая и наиболее интересную точку зарядовой нейтральности, в которой $N_s = P_s$. Однако подробное исследование температурной зависимости сопротивления ДП в нулевом магнитном поле не обнаружило никаких признаков перехода в диэлектрическое состояние даже для величины перекрытия около 1 мэВ и при $N_s = P_s \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [9]. Это оказывается неудивительным, если оценить отношение энергии кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой к величине перекрытия (E_c/Δ). При указанной концентрации и величине диэлектри-

¹⁾ e-mail: eolsh@isp.nsc.ru

ческой проницаемости HgTe, равной 20, оценка дает $E_c/\Delta \leq 1$, что никак не гарантирует образования связанных электронно-дырочных пар. Однако если величину перекрытия уменьшить, то возникает возможность увеличения отношения E_c/Δ и результирующего повышения вероятности спаривания электрона и дырки. Приложение магнитного поля вдоль плоскости КЯ, способного за счет его влияния на орбитальное движение электронов и дырок раздвинуть зоны и тем самым одновременно уменьшить и перекрытие, и их концентрацию, является одной из таких возможностей. Настоящая работа посвящена экспериментальной реализации данной идеи.

Исследованные образцы представляли собой HgTe КЯ с ориентацией поверхности (100) и толщиной 20.5 нм, выращенные методом молекулярной эпитаксии. Подробности относительно процесса роста и структуры полученных ям можно найти в [11]. Как было показано в работе [10], для этих ям в точке зарядовой нейтральности концентрации носителей $N_s^0 = P_s^0 = (1.2-1.5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это дает оценку величины перекрытия дна зоны проводимости с потолком валентной зоны, приводящего к формированию полуметаллического состояния, которая оказывается небольшой (как уже было отмечено выше, порядка 1 мэВ). По этой причине указанные КЯ и были использованы в данном эксперименте.

Для проведения магнетотранспортных измерений были приготовлены стандартные холловские мостики с шириной 50 мкм и расстоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм. Омические контакты были получены вжиганием индия. Металлический затвор TiAu напылялся на предварительно выращенный на поверхности полупроводника при 100 °С двойной слой диэлектрика, состоящий из 100 нм SiO₂ и 200 нм Si₃N₄. Полученная в результате структура является, по сути, полевым транзистором, в котором проводимостью двумерного проводящего слоя в квантовой яме HgTe можно управлять с помощью приложенного к затвору напряжения V_g [11]. Магнетотранспортные измерения в изготовленных образцах проводились при температуре от 1.5 до 4.2 К в магнитных полях до 12 Т по стандартной схеме с использованием фазового детектора на частоте 6–32 Гц и токах 1–10 нА, позволяющих избежать разогрева носителей.

Ранее свойства указанной системы подробно исследовались в перпендикулярном магнитном поле как в квазиклассических полях [10], так и в режиме квантового эффекта Холла [12].

На рис. 1а показаны зависимости $\rho_{xx}(V_g)$, измеренные в параллельном поле 12 Т при двух темпера-

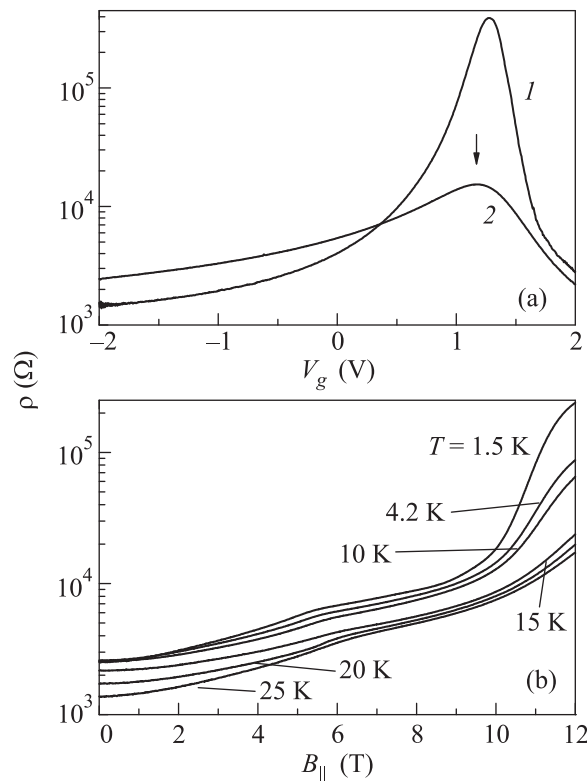


Рис. 1. (а) – Зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ для $B_{||} = 12$ Т и двух температур: 1.5 К (1) и 30 К (2). Стрелка указывает положение максимума кривой, соответствующего точке зарядовой нейтральности ($N_s = P_s$): $V_g = 1.173$ В. (б) – Зависимость $\rho_{xx}(B_{||})$ для $T = 25, 20, 15, 10, 4.2$ и 1.5 К при $V_g = 1.173$ В

турах: 30 и 1.5 К. При затворном напряжении $V_g = 1.173$ В, соответствующем точке зарядовой нейтральности, на зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ наблюдается хорошо выраженный пик. Отметим, что полученный результат не зависел от того, как было направлено магнитное поле относительно тянущего тока, вдоль или перпендикулярно ему. Величина этого пика возрастает от 15 кОм при $T = 30$ К до примерно 200 кОм при 1.5 К, что прямо указывает на диэлектрическое поведение при 12 Т. На рис. 1б приведены зависимости $\rho_{xx}(B_{||})$ при разных температурах и затворном напряжении, соответствующем точке зарядовой нейтральности. Детальный анализ показывает, что они имеют три области, характеризующиеся разным поведением $\rho_{xx}(B_{||})$: от 0 до 6 Т, от 6 до 9 Т и выше 9 Т. В первой области наблюдается небольшой квазилинейный рост сопротивления. При магнитном поле около 6 Т возникает точка перегиба, после которой скорость роста замедляется. Наконец, в полях выше 9 Т происходит резкий экспоненциальный рост $\rho_{xx}(B_{||})$. Отметим, что такое поведение наблюдается для всех исследованных в работе образцов.

Рассмотрим теперь температурную зависимость сопротивления в точке зарядовой нейтральности. Она приведена на рис. 2а. Хорошо видно, что с нуле-

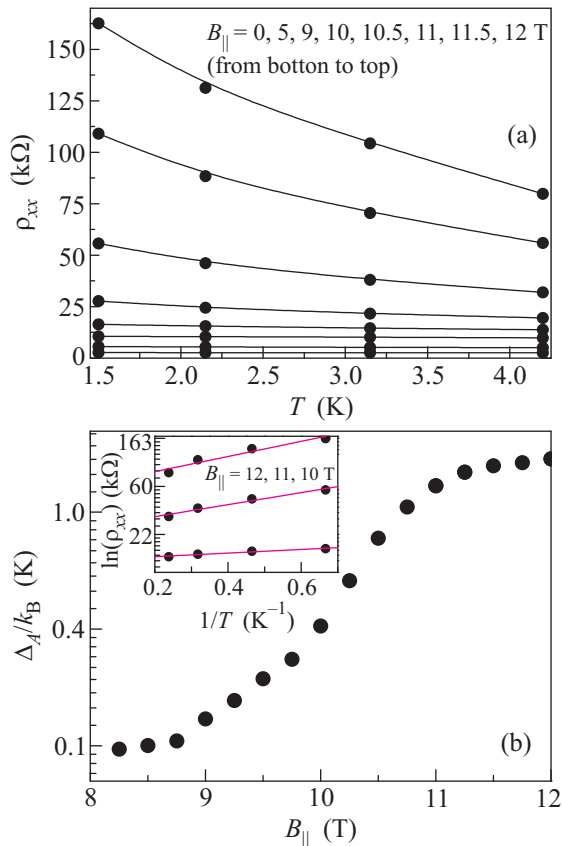


Рис. 2. (а) – Температурная зависимость сопротивления в диапазоне 1.5–4.2 К для различных значений параллельного магнитного поля (сплошные линии, проходящие через экспериментальные точки, приведены для наглядности). (б) – Величина энергетической щели Δ , определенная в точке зарядовой нейтральности ($N_s = P_s$), для различных значений параллельного магнитного поля в диапазоне 8–12 Т. На вставке приведены примеры подгонки по Аррениусу для температурных зависимостей, соответствующих значениям параллельного магнитного поля 12, 11 и 10 Т

вого магнитного поля и до 10 Т она носит квазиметаллический характер. Затем в узком интервале полей указанная зависимость переходит в диэлектрическую. Измеренные температурные зависимости подгонялись к аррениусовской, $\rho(T) \approx \exp(-\Delta_A/k_B T)$, с различной активационной энергией Δ_A для каждого значения параллельного магнитного поля. На вставке к рис. 2б приведены примеры такой подгонки для параллельного поля 12, 11 и 10 Т. Зависимость полученной таким образом величины Δ_A от магнитного поля приведена на рис. 2б. Видно, что в рассматриваемой системе в параллельном поле $B_{||} < 10$ Т сопро-

тивление ведет себя квазиметаллическим образом с соответствующей близкой к нулю энергией активации. Затем, при $B_{||} > 10$ Т, возникает переход в диэлектрическое состояние, энергия активации которого резко увеличивается в узком интервале магнитных полей (около 1 Т) и выходит на квазинасыщение при величине Δ_A около 1.7 К в поле $B_{||} > 11$ Т.

Обсудим полученные результаты. Влияние продольного поля на сопротивление однокомпонентной двумерной электронной системы широко изучалось в связи с вопросом о природе перехода металл-диэлектрик в этой системе [13, 14]. При этом наблюдаемое в данной работе поведение $\rho_{xx}(B_{||})$ в первых двух областях качественно подобно наблюдавшемуся в двумерном дырочном газе в гетеропереходе AlGaAs/GaAs [15], когда продольное магнитосопротивление удовлетворительно описывается зеемановским расщеплением двумерной подзоны [16]. Однако возникающий в полях выше 9 Т экспоненциально резкий рост сопротивления в них не наблюдался. Он обнаружен впервые. Наиболее простое объяснение указанного явления можно связать с открытием щели в спектре под воздействием продольного магнитного поля. Ему противоречит быстрый выход энергии активации на квазинасыщение. Альтернативное объяснение можно связать с началом возникновения связанных электрон-дырочных пар и, соответственно, с переходом в состояние экситонного диэлектрика.

Для того чтобы разделить указанные механизмы перехода полуметалл-диэлектрик, в работе был измерен эффект Холла, возникающий в результате действия малой нормальной компоненты магнитного поля. Условия эксперимента не позволяли определить точного значения этой компоненты. Однако она не превышала одного процента. Таким образом, ее максимальное значение составляло около 0.1 Т. В таких полях холловская компонента тензора сопротивления исследуемой системы ведет себя квазиклассическим образом [9]. В точке зарядовой нейтральности ее наклон дает концентрацию электронов. Вклад дырок ничтожно мал из-за их значительно более низкой (почти в 30 раз) подвижности. На вставке к рис. 3 приведена зависимость холловского сопротивления в точке зарядовой нейтральности от магнитного поля в отсутствие параллельной компоненты. На рис. 3 приведена зависимость ρ_{xy} от величины полного магнитного поля (в данном случае практически равного параллельной компоненте) для обоих его направлений. Хорошо прослеживаются антисимметричное поведение зависимости $\rho_{xy}(B)$ и ее нелинейность. Более подробный анализ показывает, что до $B \approx 2$ Т она не меняет своего наклона, т.е. концент-

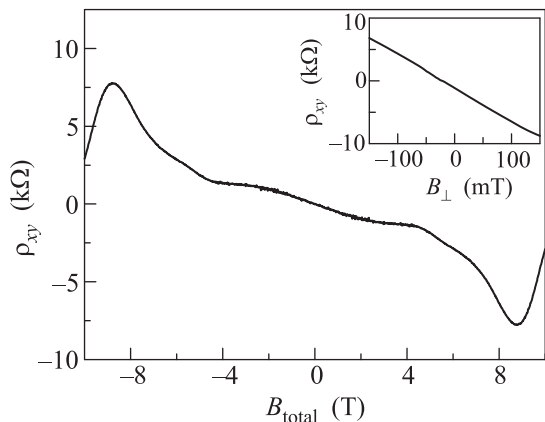


Рис. 3. Зависимость холловской компоненты сопротивления от полного магнитного поля в точке зарядовой нейтральности ($N_s = P_s$) и при $T = 1.5$ К. На вставке зависимость холловского сопротивления в точке зарядовой нейтральности от магнитного поля в отсутствие параллельной компоненты

рация электронов остается постоянной. Затем происходит заметное уменьшение наклона, скорее всего вызванное увеличением перекрытия зон из-за зеemannовского расщепления. Вслед за этим, при $B \approx 5$ Т зависимость $\rho_{xy}(B)$ претерпевает резкий излом и начинается область резкого нелинейного роста $\rho_{xy}(B)$, свидетельствующего о падении электронной концентрации. Оно вызвано уменьшением перекрытия зон в результате действия магнитного поля уже на орбитальное движение электронов и дырок. Самое интересное происходит в поле около 9 Т. В этом поле $\rho_{xy}(B)$ проходит через максимум, а затем начинается резкое падение холловского сигнала, хорошо совпадающее с началом экспоненциального роста $\rho_{xx}(B)$ (ср. рис. 2b и 3). Описанное поведение $\rho_{xy}(B)$ позволяет исключить “щелевое” происхождение изучаемого перехода металл–диэлектрик. К началу перехода концентрация электронов (в максимуме $\rho_{xy}(B)$) всего лишь в 1.7 раза меньше, чем в нулевом магнитном поле. Таким образом, перекрытие зон является все еще заметным. Более того, при дальнейшем увеличении магнитного поля не происходит продолжения роста $\rho_{xy}(B)$. Наоборот, возникает его резкое падение в момент начала экспоненциального возрастания $\rho_{xx}(B)$. Таким образом, при объяснении обнаруженного перехода предпочтительной является вторая версия – переход в состояние экситонного диэлектрика, характеризующийся ростом сопротивления при понижении температуры и отсутствием эффекта Холла, поскольку в системе имеются только нейтральные частицы. При этом поскольку исследуемая система состоит из неконгруэнтных поверхностей Ферми электронов и дырок, наблюдаемый пере-

ход не связан с БКШ-механизмом [3]. Он определяется более простым механизмом спаривания электронов и дырок, когда образование связанных пар вызвано превышением энергии кулоновского взаимодействия над их кинетической энергией ($E_c/\Delta > 1$). Величина критической температуры (фактически энергии активации в области насыщения) такого перехода зависит от отношения эффективных масс дырок и электронов [2]: $\Delta \approx (m_e/m_h)E_c$. Для значений $m_e = 0.025m_0$ и $m_h = 0.15m_0$ получаем $\Delta = 1.2$ К, что не так далеко от экспериментально найденной величины Δ_A . Однако не стоит переоценивать данное согласие. Приведенная оценка является весьма грубой. Для более содержательного сравнения требуются как развитие теории, учитывающей возникающую в магнитном поле анизотропию эффективных масс электронов и дырок, так и дальнейшие эксперименты. Однако в любом случае описанные эксперименты показывают, что двумерный полуметалл в HgTe квантовых ямах является новым интересным объектом для исследования перехода металл–диэлектрик и роли взаимодействия в нем.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (# 12-02-00054-а; 11-02-12142-офи-м) и программы РАН “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

1. N. F. Mott, *Phil. Mag.* **6**, 287 (1961).
2. B. L. Halperin and T. M. Rice, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 755 (1968).
3. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, *ФТТ* **7**, 175 (1965).
4. D. Jerome, T. M. Rice, and W. Kohn, *Phys. Rev.* **158**, 462 (1967).
5. J. Zittartz, *Phys. Rev.* **162**, 752 (1967).
6. N. B. Brandt and S. M. Chudinov, *Письма в ЖЭТФ* **13**, 146 (1971).
7. H. Cercellier, C. Monney, F. Clerc et al., *PRL* **99**, 146403 (2007).
8. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, D. A. Kozlov et al., *JETP Lett.* **87**, 502 (2008).
9. Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, E. G. Novik et al., *Phys. Rev. B* **83**, 193304 (2011).
10. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov et al., *Solid State Comm.* **152**, 265 (2012).
11. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Н. Н. Михайлов и др., *ФНТ* **35**, 338 (2009).
12. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 226804 (2012).
13. E. Abrahams, S. Kravchenko, and M. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
14. А. А. Шашкин, *УФН* **175**, 139 (2005).
15. J. Yoon, C. C. Li, D. Shahar et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4421 (2000).
16. V. T. Dolgoplov and A. Gold, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 42 (2000).