Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 9, с. 584 – 587 © 2011 г. 10 мая

Квантовый эффект Холла в квазитрехмерной пленке HgTe

Е. Б. Ольшанецкий[+1)], *З. Д. Квон*[+*], *С. С. Кобылкин*[+], *Д. А. Козлов*[+], *Н. Н. Михайлов*[+], *С. А. Дворецкий*[+], *J. C. Portal*[∇□△]

[+] *Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[∇] *GHMFL, CNRS, BP 166, F-38042 Grenoble Cedex 9, France*

[□] *INSA, F-31077 Toulouse Cedex 4, France*

[△] *Institut Universitaire de France, F-75005 Paris, France*

Поступила в редакцию 25 марта 2011 г.

Проведено экспериментальное исследование магнетотранспорта квазитрехмерной (толщиной 100 нм) пленки HgTe в квантующих магнитных полях. Установлено, что в такой пленке наблюдается хорошо выраженное квантование холловского сопротивления, сопровождаемое глубокими минимумами диссипативного сопротивления. Обнаружен переход от трехмерного поведения осцилляций Шубникова-де Гааза в квазиклассических магнитных полях ($\omega_c\tau_q \leq 1$) к двумерному в режиме КЭХ. Из температурной зависимости шубниковских осцилляций в этих магнитных полях определена циклотронная эффективная масса электронов в зоне проводимости теллурида ртути.

Начиная с пионерской работы [1], вопрос о возможности существования квантового эффекта Холла (КЭХ) в системе с трехмерным энергетическим спектром остается одним из самых интересных и глубоких в физике КЭХ. К настоящему времени существует два экспериментальных свидетельства, указывающих, что КЭХ возможен в квазитрехмерной системе, в которой заполнено несколько уровней размерного квантования: это КЭХ в широких [2, 3] (толщиной 60–100 нм) параболических ямах на основе двойного гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As/Al_yGa_{1-y}As$ и в сильнолегированных толстых (100 нм) слоях GaAs [4]. В данной работе сообщается о еще одной квазитрехмерной системе, в которой наблюдается хорошо выраженное квантование холловского сопротивлений – квазитрехмерной пленке бесщелевого полупроводника HgTe.

Экспериментальные образцы (вставка к рис. 1a), исследованные в данной работе, представляли собой пленки HgTe толщиной 100 нм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке (013) CdTe/ZnTe/GaAs [5]. Следует отметить, что именно использование указанной ориентации позволило вырастить высококачественную пленку столь большой толщины. Контроль толщины выращенных слоев проводился с помощью измерения эллипсометрических параметров in-situ, детальное описание которого приведено в работе [6]. Для проведения магнитотранспортных измерений из выращенной пленки с помощью стандартной фотолитографии были изготовлены холловские образцы шириной 50 мкм и рас-

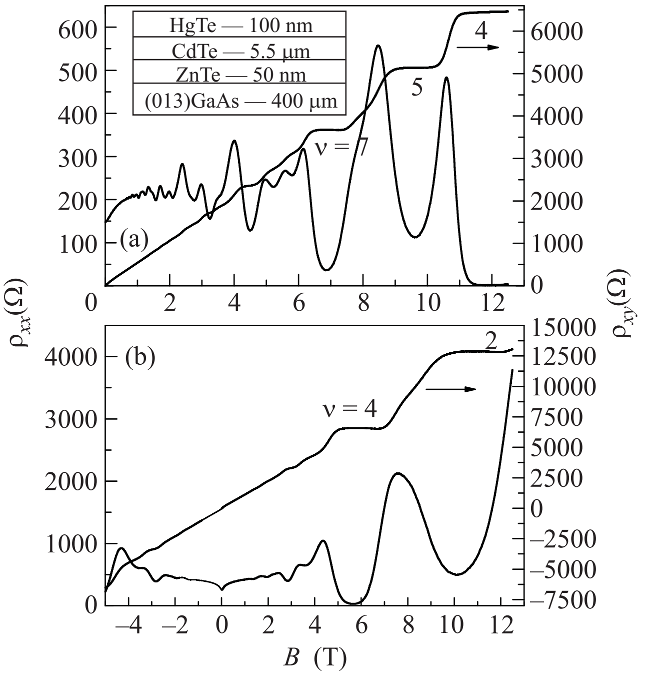

Рис. 1. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в 100 нм пленке HgTe при $T = 300$ мК: (a) образец №1 с концентрацией электронов $N_s = 1.15 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. На вставке – поперечное сечение структуры. (b) Образец №2 с концентрацией электронов $N_s = 4.8 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$

[1)] e-mail: eolsh@thermo.isp.nsc.ru

стоянием между потенциометрическими контактами 100 и 250 мкм. Затем вжиганием индия создавались омические контакты. Измерения проводились в диапазоне температур 4.2–0.2 К и в магнитных полях до 13 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования, на частотах 10–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 10–100 нА, исключающих эффекты разогрева.

Основной результат работы показан на рис. 1, где приведены типичные результаты измерения диссипативной, $\rho_{xx}(B)$, и холловской, $\rho_{xy}(B)$, компонент тензора сопротивления при температуре $T = 0.3$ К в магнитных полях до 13 Тл для двух образцов с разной холловской концентрацией электронов в пленке: образца №1 с $N_s = 1.15 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ и образца №2 с $N_s = 4.8 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Хорошо видно, что, начиная с магнитных полей 6 Тл, на зависимости $\rho_{xy}(B)$ для образца №1 появляются отчетливые плато ($\nu = 7$, $\nu = 5$ и $\nu = 4$), сопровождаемые глубокими минимумами в $\rho_{xx}(B)$. Для образца №2 подобная картина наблюдается для плато с $\nu = 4$ и $\nu = 2$. Положение плато и минимумов в магнитном поле позволяет определить концентрацию электронов в пленке, которая из данных рис. 1 получается для образца №1 равной $N_s = 1.15 \cdot 10^{12}\text{см}^{-2}$, а для образца №2 – равной $N_s = 4.8 \cdot 10^{11}\text{см}^{-2}$, то есть совпадают со значениями, найденными из холловских измерений. Таким образом, данные, приведенные на рис. 1, однозначно свидетельствуют, что квантование холловского сопротивления хорошо выражено в толстых пленках HgTe, спектр которых не является двумерным. Расчет, проведенный в рамках модели прямоугольной ямы, показывает, что при указанной концентрации электронов в образце №1 электронами заполнено, по меньшей мере, четыре уровня размерного квантования, а в образце №2 – три. Отметим также, что при толщине пленки $d = 100$ нм $\hbar/m_n d^2 \ll \Delta E_c$, $\hbar/m_p d^2 \ll \Delta E_v$, где m_n и m_p – эффективные массы электронов и дырок, ΔE_c и ΔE_v – барьеры для электронов и дырок в квантовой яме. В этом случае ее зонная структура уже практически совпадает с таковой для объемного HgTe [7].

Для результатов работы важным является отсутствие значительной неоднородности концентрации электронов по толщине, которые могут быть следствием появления области пространственного заряда (ОПЗ) как на свободной поверхности пленки, так и в результате напряжений, возникающих на границе HgTe/CdTe. Данные на рис. 1 позволяют сделать вывод, что в исследованных пленках такая неоднородность невысока, о чем свидетельствует хорошее "зануление" в минимумах $\rho_{xx}(B)$. Более точную информацию о степени неоднородности можно получить из анализа нелинейного эффекта Холла и сопутствующего ему положительного магнитосопротивления (ПМС). На рис. 2 поведение МС и эффекта

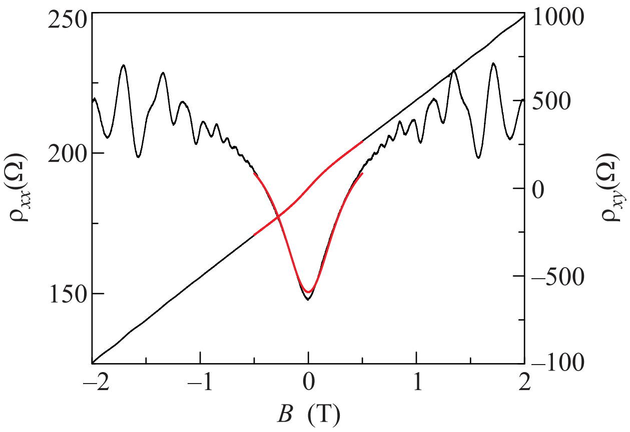

Рис. 2. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ в 100 нм пленке HgTe (образец №1) при $T = 300$ мК и $|B| \le 2$ Тл. Толстые линии при -0.5 Тл $\le B \le +0.5$ Тл – подгонка экспериментальных зависимостей по 4-параметрической модели Друде для двух типов носителей заряда (см. текст)

Холла в магнитном поле до 2 Тл показано более детально для образца №1. Как видно, в этих полях наблюдается слабая нелинейность $\rho_{xy}(B)$ и параболическое ПМС, которое с ростом поля начинает насыщаться, а затем переходит в шубниковские осцилляции. Нелинейность и ПМС хорошо описываются моделью двух групп носителей заряда одного знака. Подгонка кривых на рис. 2 к расчету дает для них: $N_{s1} = 4.25 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, $\mu_{n1} = 6.1 \cdot 10^4\,\text{см}^2/\text{Вс}$; $N_{s2} = 8.7 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, $\mu_{n2} = 1.8 \cdot 10^4\,\text{см}^2/\text{Вс}$. Из полученных данных можно сделать вывод, что внутри пленки имеются, по крайней мере, две группы электронов, концентрация которых отличается примерно в два раза. Разница в подвижности является более заметной. Скорее всего, она вызвана значительно более интенсивным рассеянием электронов, двигающихся у границы HgTe-CdTe, из-за ее сильной дефектности вследствие напряжений, возникающих в результате заметного рассогласования постоянных решеток контактирующих материалов. Таким образом, приведенные результаты показывают, что неоднородность концентрации электронов в исследованных пленках является относительно невысокой, а их подвижность – достаточно большой, превышая величину $10^4\text{см}^2/\text{Вс}$. Благодаря этому, осцилляции Шубникова-де Газа (ШдГ) наблюдаются даже в полях меньше 1 Тл.

Перейдем теперь к более подробному анализу их поведения. Для образца №1 их период в шкале обратного магнитного поля (рис. 3a) дает величи-

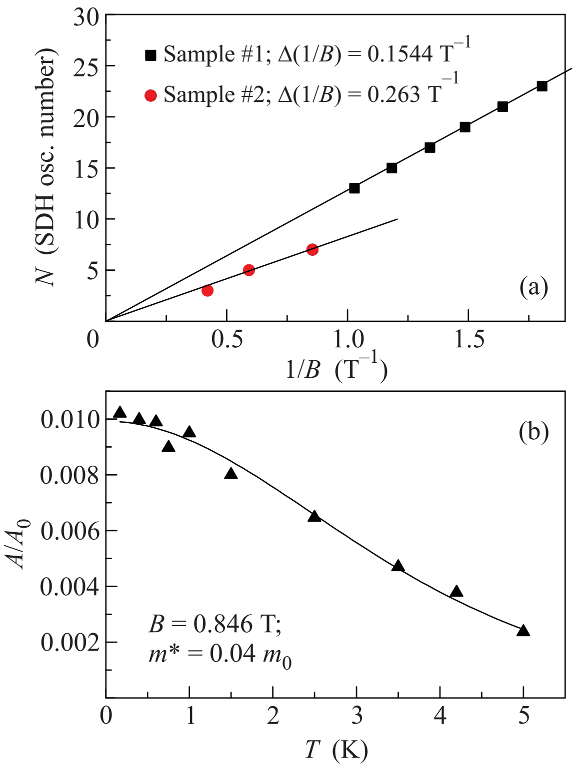

Рис. 3. (a) Зависимость номера осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях от величины обратного магнитного поля. Из периода осцилляций в обратном магнитном поле с трехмерной плотностью состояний следуют значения объемной концентрации электронов в пленках: образец №1 – $n = 0.93 \cdot 10^{17}\,$см$^{-3}$; образец №2 – $n = 4.2 \cdot 10^{16}\,$см$^{-3}$. (b) Экспериментальная зависимость относительной величины амплитуды осцилляций ШдГ от температуры при $B \approx 0.85\,$Тл (треугольники) для образца 1 и подгонка по формуле Лифшица-Косевича (сплошная линия) с массой $m_n = 0.04 m_0$

ну $N_s = 3.1 \cdot 10^{11}$см$^{-2}$, что более чем в три раза меньше данных, полученных из холловских измерений. Аналогичное разногласие получаем для образца №2, в котором из двумерной формулы получаем $N_s = 1.85 \cdot 10^{11}\,$см$^{-2}$. Таким образом, обработка шубниковских осцилляций по формулам двумерной концентрации ведет к сильному разногласию с холловскими данными, совпадающими с теми, что получены в режиме КЭХ. Оно указывает на квазитрехмерный характер осцилляций ШдГ в квазиклассических магнитных полях. Концентрация, найденная уже в предположении трехмерной плотности состояний, дает для образца №1 значение трехмерной концентрации $n = 0.93 \cdot 10^{17}\,$см$^{-3}$ (см. рис. 3a). Оно неплохо совпадает со значением, найденным из холловских измерений и равным $1.15 \cdot 10^{17}\,$см$^{-3}$. Аналогичный результат получается для образца №2, где период шубниковских осцилляций дает $n = 4.2 \cdot 10^{16}\,$см$^{-3}$, а холловские измерения $n = 4.8 \cdot 10^{16}\,$см$^{-3}$.

Обратимся теперь к температурной зависимости амплитуды шубниковских осцилляций (рис. 3b) в режиме $\omega_c \tau_q \leq 1$, приведенных на рис. 2. Она неплохо описывается формулой Лифшица-Косевича:

$$A(B,T) \approx \frac{2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)}. \qquad (1)$$

Подгонка экспериментальной зависимости к формуле (1) дает для циклотронной эффективной массы величину $m_n \approx 0.04 m_0$. Отметим, что найденное значение неплохо совпадает с данными, полученными для объемного HgTe [8].

В области сильных магнитных полей температурная зависимость $\rho_{xx}(B)$ в минимуме позволяет определить энергию активации или щель подвижности.

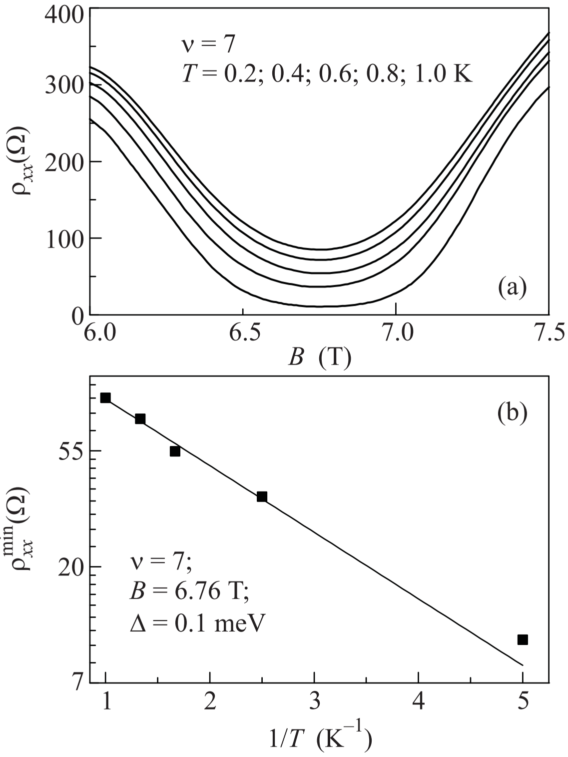

Рис. 4. Образец №1. (a) Зависимость $\rho_{xx}(B)$ в минимуме $\nu = 7$ при различных температурах в диапазоне 0.2–1 K. (b) Температурная зависимость $\rho_{xx}(T)$ в минимуме $\nu = 7$ (квадраты) и подгонка по формуле Аррениуса (линия) с активационной энергией $\Delta \approx 0.1$ мэВ

Как известно, в двумерных системах на основе GaAs или Si с подвижностями электронов, близких к тем, что получены для данных образцов, они по порядку величины совпадают с величиной щели в спектре уровней Ландау. На рис. 4 показана зависимость $\rho_{xx}^{\min}(T)$ для образца 1 в режиме КЭХ с $\nu = 7$. Соответствующая ей энергия активации равна $\Delta \approx 0.1$ мэВ, что почти на два порядка меньше циклотронной щели. Подобный факт не удивительный и указывает, что диффузия заквантованных магнитным полем электронов вдоль толщины пленки играет существенную роль в формировании КЭХ в квазитрехмерном металле, скорее всего, частично подавляя их локализацию.

На рис. 5 показаны результаты измерения зависимости $\rho_{xx}(B)$ в продольном магнитном поле. Сравнение их с поведением в поперечном поле показывает, что, с одной стороны, наблюдается резкая анизотропия в отклике пленки на магнитное поле, что указывает на неидеальную трехмерность поведения электронов в пленке. С другой стороны, наблюдается заметное изменение сопротивления пленки даже в относительно слабых магнитных полях. Более того, в поведении $\rho_{xx}^{\mathrm{parallel}}(B)$ наблюдаются хорошо выраженные осцилляции, скорее всего, вызванные диамагнитным сдвигом уровней размерного квантования в продольном магнитном поле. Детальный анализ показывает, что в магнитных полях до 4 Тл наблюдается четыре осцилляции, что подтверждает оценку количества подзон размерного квантования в пленке. Для сравнения с двумерным случаем там же показана зависимость сопротивления от продольного поля ДЭГ в 20 нм пленке теллурида ртути (кривая *2* на рис. 5), демонстрирующая практически полное отсутствие влияния продольного поля на него. Таким образом, измерения в продольном магнитном поле показывают, что 100 нм пленка теллурида ртути не является точной копией объемного материала, а представляет собой квазитрехмерный объект, свойства которого в квазиклассических магнитных полях близки к свойствам объемного материала. В то же время свойства пленки далеки от тех, которые демонстрирует двумерная электронная система. В такой пленке с ростом магнитного поля происходит переход от трехмерного поведения системы в квазиклассических квантующих магнитных полях к ярко выраженному режиму квантового эффекта Холла, микроскопическая картина которого, однако, значительно отличается от такой же в двумерной системе. Очевидно, что дальнейшее изучение КЭХ в квазитрехмерных системах, подобных описанной в данной работе, представляет собой интересную задачу физики КЭХ.

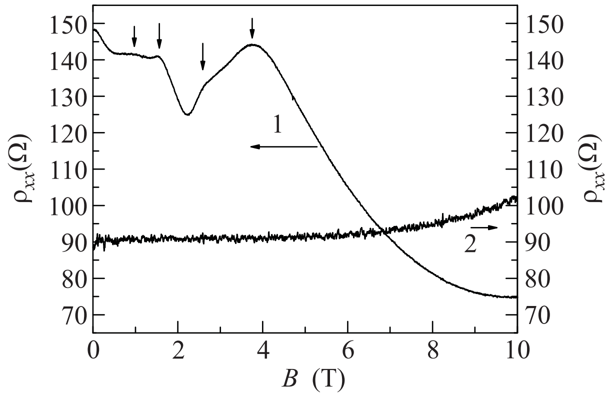

Рис. 5. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ в продольном магнитном поле для пленки толщиной 100 нм (кривая *1*) и квантовой ямы толщиной 20 нм (кривая *2*) при $T = 300$ мК. Вертикальные стрелки на кривой *1* указывают особенности, предположительно связанные с прохождением уровней размерного квантования через энергию Ферми

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (# 09-02-00467-а) и РАН.

---

1. Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ **38**, 454 (1983).
2. M. Shayegan, T. Sajoto, M. Santos et al., Appl. Phys. Lett. **53**, 791 (1988).
3. M. Shayegan, T. Sajoto, M. Santos et al., Phys. Rev. B **40**, 3476 (1989).
4. S. S. Murzin et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2681 (1998).
5. Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin et. al., Growth of Crystals. **20**, 35 (1996).
6. V. A. Shvets, N. N. Mikhailov et al., Thin Solid Films, 2004, №455-456, p.688-694L.
7. G. Gerchikov and A. V. Subashiev, Phys. Stat. Sol. **160**, 443 (1990).
8. Н. Н. Берченко, М. В. Пашковский, УФН **119**, 223 (1976).