

Циклотронный резонанс в двумерном полуметалле на основе HgTe квантовой ямы

Д. А. Козлов⁺⁺¹⁾, Э. Д. Квон^{++*}, Н. Н. Михайлов⁺⁺, С. А. Дворецкий⁺⁺, J. C. Portal^{++∇}

⁺⁺Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

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

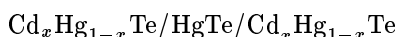
[∇]GHMFL, MPI-FKF/CNRS, BP-166, F-38042 Grenoble, Cedex 9, France

Поступила в редакцию 12 января 2011 г.

Изучен микроволновый циклотронный резонанс электронов и дырок при переходе от металлического к полуметаллическому состоянию в HgTe квантовых ямах с инверсной зонной структурой. Резонанс изучался на основе измерения микроволнового фотосопротивления в диапазоне частот 35–170 ГГц. Определены циклотронные эффективные массы двумерных электронов и дырок. Обнаружен сдвиг циклотронного резонанса двумерных электронов при переходе электронный металл – полуметалл, возможно вызванный плазменными эффектами в двумерном полуметалле.

Недавно в широких (толщиной 18–21 нм) квантовых ямах на основе теллурида ртути (HgTe), имеющих инвертированную зонную структуру, было обнаружено существование двумерного полуметалла (ДП) [1, 2]. Уже первые эксперименты продемонстрировали целый ряд интересных свойств ДП [2–4], связанных с одновременным существованием двумерных электронов (ДЭ) и дырок (ДД). В данной работе сообщается о результатах экспериментального исследования циклотронного резонанса (ЦР) как в ДП, так и при переходе к нему из состояния электронного металла. ЦР изучался на основе измерения циклотронного резонансного фотосопротивления (ЦРФ) в микроволновом диапазоне (35–170 ГГц) излучения.

Исследованные в данной работе экспериментальные образцы представляли собой нелегированные двойные гетероструктуры



с $x = 0.7$ и HgTe квантовой ямой толщиной $d = 20.5$ нм, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Схематический разрез изученной структуры показан на рис. 1а. Для проведения магнитотранспортных измерений и измерений фотосопротивления из указанной структуры с помощью стандартной фотолитографии были изготовлены холловские образцы шириной 50 мкм и расстояниями между потенциометрическими контактами, равными 100, 250 и 100 мкм. Затем на холловский мостик наносился двухслойный диэлектрик $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$ толщиной 300 нм. Принципиальной особенностью описываемых образцов было наличие полупрозрачных для

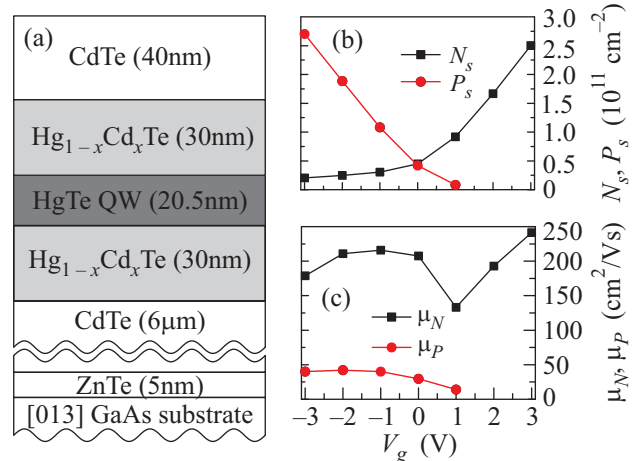


Рис.1. (а) – Схематический разрез изученной структуры. Результаты магнитотранспортных измерений при гелиевой температуре: зависимость электронной и дырочной концентраций (b) N_s и P_s , соответственно, а также подвижности (c) μ_N и μ_P в зависимости от затворного напряжения V_g

микроволнового излучения затворов, изготовленных напылением тонких Ti/Au пленок толщиной 10 нм. Измерения проводились в диапазоне температур от 1.4 до 10 К и в магнитных полях до 3 Тл. Магнитотранспортные измерения проводились с помощью стандартной техники фазочувствительного детектирования на частоте 6–12 Гц и при величинах измерительного тока через образец 10–100 нА, исключаящих эффекты разогрева. Зависимости концентрации и подвижности электронов и дырок от затворного напряжения, определенные с помощью подгонки измеренных магнитотранспортных кривых к рассчитанным на основе классической модели магнитопрово-

¹⁾ e-mail: dimko@thermo.isp.nsc.ru

димости с двумя типами носителей, представлены на рис.1b и 1с. Как видно из приведенных рисунков, в описываемых образцах при $V_g = 1$ В происходит переход между двумерным электронным металлом и ДП, сопровождаемый скачком подвижности ДЭ. В точке зарядовой нейтральности $V_g = 0$ В концентрации ДЭ и ДД $N_s = P_s \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Отметим, что приведенные данные хорошо согласуются с полученными ранее для ям такой же толщины, но выращенных в другом технологическом цикле [2].

Измерения фотосопротивления проводились с использованием четырех генераторов микроволнового излучения мощностью до 100 мВт и общим диапазоном частот 35–170 ГГц. Микроволновое излучение модулировалось внешним генератором прямоугольного сигнала с частотой 117 Гц и подводилось к образцу через многомодовый медный волновод. Образец находился в несогласованной резонансной камере на расстоянии 3 мм от конца волновода. Из-за малости полезного сигнала фотосопротивления по сравнению с паразитным сигналом фото-эдс в измерениях была применена методика двойной модуляции [5] с использованием двух последовательно подключенных друг к другу фазочувствительных усилителей, первый из которых был настроен на частоту модуляции излучения 117 Гц, а второй – на частоту опорного сигнала тока 11 Гц. Сигнал на выходе первого усилителя состоял из постоянной составляющей, пропорциональной сигналу фото-эдс, и небольшой добавки, пропорциональной сигналу фотосопротивления и модулированной на частоте второго усилителя. Этот сигнал подавался на вход второго усилителя, который уже выделял полезный сигнал фотосопротивления.

Циклотронное резонансное фотосопротивление (ЦРФ) в данной системе возникает благодаря циклотронному резонансному поглощению микроволнового излучения и соответствующему резонансному разогреву системы. Зависимость сигнала фотосопротивления от магнитного поля $R_{ph}(B)$ представляет собой кривую с одним (в случае металла) или двумя (в случае ПМ) основными пиками, положение которых зависит от частоты падающего излучения, типа и концентрации носителей. Знак ЦРФ определяется температурным коэффициентом сопротивления (ТКС), который в свою очередь зависит от затворного напряжения и магнитного поля. Особенностью ТКС в диапазоне магнитных полей, соответствующем электронному ЦР при используемых частотах микроволнового излучения, является знакопеременная зависимость от затворного напряжения с однократным или трехкратным пересечением нуля (рис.2а). Измерения электронного ЦР проводились

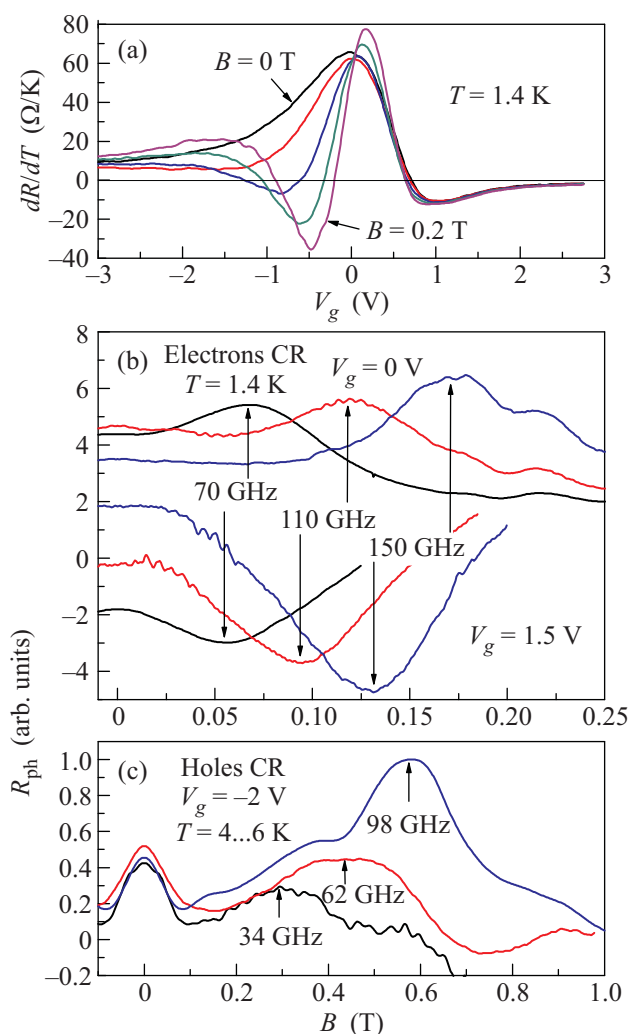


Рис.2. (а) – Зависимость ТКС dR/dT от затворного напряжения в диапазоне магнитных полей 0–0.2 Тл с шагом 0.05 Тл при температуре 1.4 К; (б) – сигнал ЦРФ $R_{ph}(B)$ при нескольких частотах падающего излучения $f = 70, 110$ и 150 ГГц для двух различных затворных напряжений $V_g = 0$ В (вверху) и 1.5 В (внизу); (с) – сигнал ЦРФ $R_{ph}(B)$ при фиксированном затворном напряжении $V_g = -2$ В и различных частотах падающего излучения $f = 34, 62$ и 98 ГГц

при температурах 1.4 К. На рис.2б хорошо видно, что ЦРФ для ДЭ носит вид уширенного резонанса, положение пика ($B_{peak} = 0.06–0.17$ Тл) которого в магнитном поле зависит не только от частоты микроволнового излучения, но также от затворного напряжения. Также можно заметить, что знак ЦРФ фотосопротивления определяется знаком dR/dT , что является однозначным свидетельством разогревного механизма ЦРФ, наблюдаемого в исследуемой системе. Как и следовало ожидать, пики дырочного ЦР расположены в значительно больших магнитных

полях ($B_{\text{peak}} = 0.3\text{--}0.6$ Тл) рис.2с. В этих магнитных полях и при температуре $T = 1.4$ К в ТКС дает значительный вклад температурная зависимость амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ), могущий сильно исказить положение пика ЦР. Для минимизации влияния указанного эффекта измерения дырочного ЦР проводились при более высоких температурах 4–6.5 К, когда ШдГ осцилляции были практически подавлены.

Экспериментальная зависимость положения пика ЦРФ от частоты падающего излучения представлена на рис.3. Как видно из рис.3а, для электронов

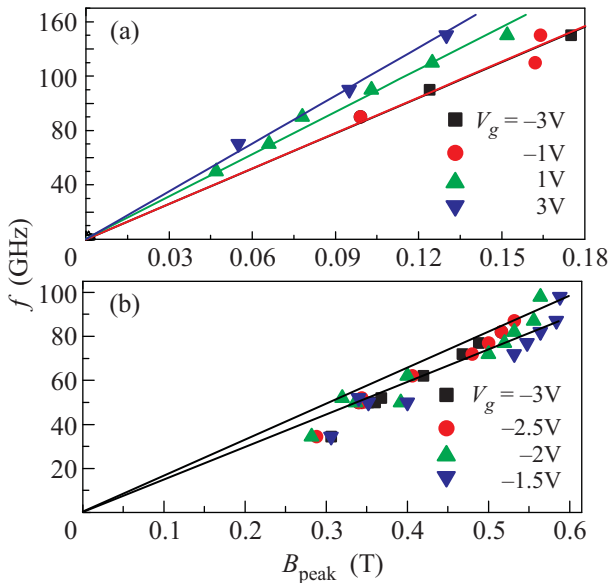


Рис.3. Частотная зависимость положения пика ЦР фотосопротивления при различных значениях затворного напряжения для электронов (а) и дырок (б). Точкам соответствуют экспериментальные данные, сплошными линиями – подгоночные прямые

эта зависимость хорошо соответствует проходящей через 0 прямой линии. Прямая линия соответствует совпадению частоты микроволнового излучения f и циклотронной частоты, определяемой формулой $\omega_c = eB/m^*$, где m^* – эффективная масса электрона или дырки. В отличие от электронов, на дырочной зависимости (рис.3б) часть точек, соответствующая измерениям, сделанным на низких частотах, располагается ниже подгоночной прямой, проведенной через 0 и высокочастотные точки. Скорее всего, данное отклонение связано с большой нелинейностью ТКС в диапазоне затворных напряжений $V_g = -3\text{--}0$ В и магнитных полях $B = 0.2\text{--}0.4$ Тл, приводящей к искажению формы пика дырочного ЦР фотосопротивления, а также с большим размытием пика ЦР при низкой частоте. Данную нелинейность невозможно

подогнать законом дисперсии для магнитоплазмонных $\omega_{mp}^2(B) = \omega_p^2 + \omega_c^2$, так как экспериментальная зависимость соответствует отрицательному значению плазмонной частоты $\omega_p^2(B=0)$, что лишено физического смысла. Таким образом, в исследованной системе, в отличие от ДЭГ в AlGaAs/GaAs и SiGe/Si [6, 7], не наблюдается плазмонный сдвиг резонансной частоты как для ДЭ, так и для ДД. По-видимому, это связано со значительно большей диэлектрической проницаемостью в квантовой яме, $\epsilon_{\text{HgTe}} = 50\text{--}100$, уменьшающих плазмонную частоту до значений 10–20 ГГц.

Зависимости наклона B_{peak}/f прямых на рис.3 от затворного напряжения V_g представлены на рис.4. Начнем с анализа поведения B_{peak}/f для электро-

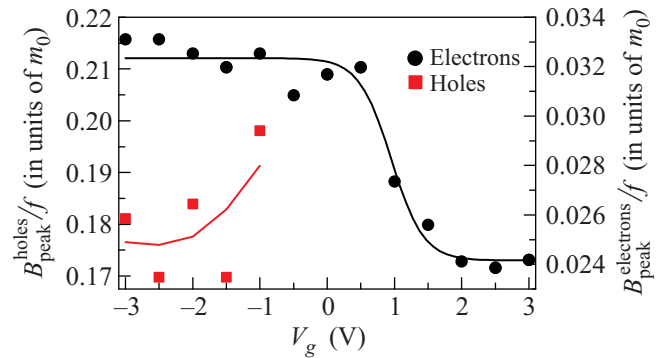


Рис.4. Зависимость от затворного напряжения наклона прямых из рис.3 ($B_{\text{peak}}(V_g)/f$) в единицах массы покоя электрона (умноженного на $e/2\pi m_0$) для электронного (правая шкала) и дырочного (левая шкала) ЦР

нов. Когда положение уровня Ферми соответствует электронному металлу, наклон слабо зависит от затворного напряжения и соответствует величине циклотронной эффективной массы $m_e^* = 0.024m_0$, что хорошо согласуется с ее величиной, измеренной ранее в легированных HgTe такой же толщины [6] при $N_s < 3 \cdot 10^{11}$ см⁻². Однако как только уровень Ферми попадает в область перекрытия зон (полуметаллическое состояние) в начальный момент наблюдается заметное увеличение величины B_{peak}/f с последующим выходом на насыщение. Подобный рост можно было бы связать с взаимодействием между электронами и дырками. Однако известно [9], что в полуметалле электронно-дырочное рассеяние приводит только к уширению линии ЦР. Поэтому указанный сдвиг пика ЦР нельзя объяснить ЭД взаимодействием. Второй возможной причиной могут быть плазменные эффекты, связанные с взаимодействием электронных и дырочных плазмонных мод. Однако их теория в ДП пока отсутствует. Из сказанного очевидно, что исчерпывающее объяснение обна-

руженного эффекта требует дальнейшего как экспериментального, так и теоретического исследований взаимодействия электромагнитного излучения с двумерным полуметаллом.

Перейдем теперь к дырочному ЦР. Найденные из величины V_{reak}/f значения циклотронной эффективной массы ДД m_h^* меняются в пределах $0.17-0.2m_0$ со средним значением $0.18m_0$. Они совпадают с ее оценкой из измерения плотности состояний [2]. Какие-либо определенные выводы о зависимости V_{reak}/f ДД от затворного напряжения сделать из данных рис.4 невозможно из-за высокой погрешности измерений.

Авторы благодарят Л.И. Магарилла, А.В. Чаплика и М.В. Энтина за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 07-02-92171-НЦНИ_а, # 09-02-12291-офи_м, # 09-02-00467) и программы РАН "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. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
3. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon et al., PRL **104**, 166401 (2010).
4. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., ФНТ **37**, (3) (2011).
5. А. А. Быков, Г. М. Гусев, З. Д. Квон, ЖЭТФ **70**, 1317 (1990).
6. E. Vasiliadou, G Müller, D. Heitmann et al., PRB **48**, 17145 (1993).
7. S. Sassine, Yu. Krupko, E. B. Olshanetsky et al., SSC **142**, 631 (2007).
8. Ze-Don Kvon, Sergey N. Danilov, Nikolay N. Mikhailov et al., Physica E **40**, 1885 (2008).
9. В. Ф. Гантмахер и И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **74**, 261 (1978).