

## Спиновое расщепление в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами

К. Е. Спирин<sup>1)</sup>, А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий<sup>†</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>†</sup>

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

<sup>†</sup>Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 27 мая 2010 г.

Исследованы транспорт и циклотронный резонанс электронов в гетероструктуре HgTe/CdHgTe(013) с квантовой ямой шириной 15 нм, имеющей инвертированную зонную структуру, с односторонним селективным легированием. Обнаружены биения осцилляций Шубникова – де Гааза и определена величина спинового расщепления в нулевом магнитном поле, составляющая около 30 мэВ. Обнаружено сильное расщепление линии циклотронного резонанса  $\Delta m_c/m_c \simeq 0.12$  и показано, что оно обусловлено как спиновым расщеплением, так и сильной непараболичностью закона дисперсии в зоне проводимости.

**1. Введение.** Спин-зависимые эффекты в полупроводниковых гетероструктурах не только интересны с фундаментальной точки зрения, но и могут быть использованы для создания различных устройств транзисторного типа, действие которых основывается на управлении электрическим полем спиновым расщеплением энергетического спектра [1]. Величина такого расщепления, обусловленного эффектом Рашбы [2], в зоне проводимости гетероструктур АЗВ5 обычно составляет несколько миллиэлектронвольт, однако в структурах HgTe/CdHgTe(001) оно может достигать на порядок большей величины в электрических полях  $\sim 10^5$  В/см, которые соответствуют концентрации электронов около  $10^{12}$  см<sup>-2</sup> [3]. Большая величина спинового расщепления в нулевом магнитном поле, наблюдавшаяся в работе [3] в структурах HgTe/CdHgTe(001), связывается с так называемой инвертированной зонной структурой, возникающей при ширине квантовой ямы (КЯ) HgTe более 6.3 нм, когда дно зоны проводимости сформировано волновыми функциями *p*-типа, что приводит к большей величине спин-орбитального взаимодействия, по сравнению с обычной зоной проводимости, сформированной волновыми функциями *s*-типа. При малой ширине квантовых ям HgTe вследствие заметного проникновения волновых функций в барьеры CdHgTe с большим содержанием кадмия, имеющие обычную зонную структуру (точка Г6 по энергии лежит выше точки Г8), энергетический спектр в ямах также является неинвертированным. С увеличением ширины квантовых ям HgTe-материала, в котором точка Г6 лежит ниже точки Г8, происходит “схлопывание”

запрещенной зоны и возникновение инвертированной зонной структуры в ямах (см., например, [4]).

В ИФП СО РАН разработана технология роста гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами на подложках с ориентацией поверхности (013), что позволило на два порядка повысить скорость роста [5, 6] при сохранении высокого структурного совершенства выращиваемых слоев, что продемонстрировано в ряде выполненных в последние годы работ (см., например, [7, 8]). Целью настоящей работы являлось изучение спинового расщепления уровней в асимметричных гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013).

**2. Методика эксперимента.** Исследуемые в данной работе образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующей подложке GaAs(013) [5, 6]. Активная часть структуры выращивалась на релаксированном буферном слое CdTe. Для структуры №070704 она состояла из нижнего барьера Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te ( $x \sim 0.6$ ) толщиной около 30 нм, квантовой ямы HgTe шириной 15 нм, аналогичного верхнего барьера Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te и покрывающего слоя CdTe толщиной 40 нм. Нижний барьер селективно легировался In с концентрацией  $3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> на расстоянии 11.5 нм от квантовой ямы, толщина легированного слоя составляла 13.5 нм. Концентрация электронов в яме при  $T = 4.2$  К составляла  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> при подвижности  $= 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. В других исследованных структурах проводилось симметричное легирование как нижнего, так и верхнего барьеров.

Магнитотранспортные исследования (измерения эффекта Холла и осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ)) проводились на образцах квадратной формы  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup> методом Ван-дер-Пау, для чего по углам образца наносились 4 индиевых омических контак-

<sup>1)</sup> e-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

та. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида (максимальное поле 3 Тл) в криомагнитной вставке в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Измерения проводились при постоянном токе величиной 100 мкА. В качестве источника тока и цифрового вольтметра использовались приборы Keithley 2400, показания которых записывались в память персональной ЭВМ.

Исследования циклотронного резонанса (ЦР) проводились на образцах квадратной формы размерами  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  с двумя полосковыми омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления. В качестве источников излучения использовались лампа обратной волны (ЛОВ) ОВ-74, перекрывающая диапазон 420–720 ГГц, и квантовый каскадный лазер (ККЛ), излучающий на частоте 3.0 ТГц, предоставленный фирмой “Trion Technology” (г. Темпе, Аризона, США). При измерениях с использованием ЛОВ излучение заводилось с помощью волновода в криомагнитную вставку в транспортный сосуд Дьюара. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида (максимальное поле 5.5 Тл). Прошедшее излучение детектировалось кристаллом (эпитаксиальной пленкой)  $n\text{-GaAs}$ , который обладает заметной фотопроводимостью и на частотах ниже частоты перехода  $1s\text{-}2p$  мелких доноров. Излучение ЛОВ модулировалось с частотой около 400 Гц, использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода цифрового синхродетектора SR830 фирмы “Stanford Research Systems” записывался в память ЭВМ как функция магнитного поля. При измерениях с помощью ККЛ лазер вместе с исследуемым образцом  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  и примесными фотоприемниками  $\text{Ge:Ga}$  располагались в световодном модуле в жидком гелии в криостате со сверхпроводящим соленоидом (максимальное поле 5.5 Тл). Исследуемый образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида, лазер – ниже соленоида, а приемники были максимально удалены выше соленоида. Для компенсации влияния магнитного поля на приемники использовалась двухканальная схема измерений: излучение лазера разделялось на два канала, в один из которых помещался исследуемый образец, другой канал являлся опорным. Лазер работал в импульсном режиме, длительность импульсов составляла 20 мкс при частоте повторения 100 Гц. Импульсные сигналы с приемников усиливались широкополосными (15 Гц – 150 кГц) усилителями Unipan 232В и детектировались с помощью боксаров SR250 фирмы “Stanford Research Systems”. Далее сигнал от излучения, прошедшего через образец, нормировался на сигнал в опорном канале с помощью аналогового про-

цессора SR235, оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя SR245 и записывался в память ЭВМ как функция магнитного поля. Все измерения проводились при фарадеевской конфигурации: плоскость образца была перпендикулярна магнитному полю и направлению распространения излучения.

**3. Результаты и обсуждение.** На рис.1. приведена типичная зависимость продольного магнетосопротивления образца №070704 от обратного магнит-

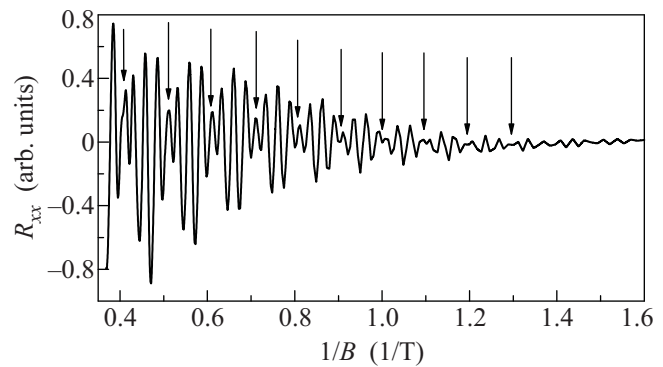


Рис.1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в образце №070704 в обратном магнитном поле. Стрелками на рисунке указаны узлы биений осцилляций

ного поля. Хорошо видны биения осцилляций ШдГ, которые не наблюдались в аналогичных образцах с двусторонним селективным легированием барьеров. На рис.2 представлены значения концентраций носителей

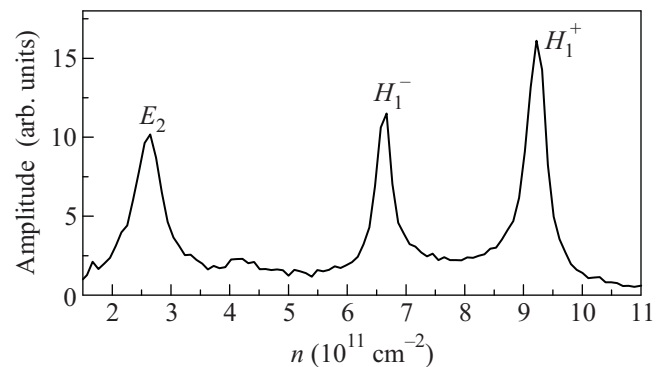


Рис.2. Значения концентраций носителей в образце №070704, полученные по результатам фурье-анализа осцилляций Шубникова – де Гааза

телей в образце, полученные из фурье-анализа осцилляций ШдГ в обратном поле.

Положения пиков с индексами  $H_1^-$  и  $H_1^+$  соответствуют концентрациям носителей с разными спиновыми состояниями из первой подзоны размерного квантования. Положение пика с индексом  $E_2$  соот-

ветствует половине концентрации носителей во второй подзоне, состояния в которой сформированы волновыми функциями  $s$ -типа (вследствие чего спиновое расщепление в ней мало) [3].

Гармонический анализ наблюдаемых осцилляций ШдГ показывает, что узлы биений приходятся на максимумы осцилляций, соответствующих подзоне  $H_1^-$  с меньшей концентрацией и минимумы осцилляций, соответствующих подзоне  $H_1^+$ . Это означает, что в этом поле уровень Ферми находится на  $n$ -м уровне Ландау подзоны  $H_1^-$  и посередине между уровнями Ландау с номерами  $m$  и  $m - 1$  подзоны  $H_1^+$ . Величина, определяемая при  $B = 0$  как расщепление подзон при  $k = k_F$ , может быть представлена как разность энергий  $n$ -х уровней Ландау из разных подзон:

$$\delta = E_n^- - E_n^+ = \hbar\omega_c^+ \cdot (m - n - 1/2), \quad (1)$$

Здесь  $\omega_c^+ = e \cdot B / m_c^+ \cdot c$ , где  $m_c^+ = 0.044m_0$  (см. ниже).

Гармонический анализ осцилляций ШдГ показывает, что наблюдаемые узлы биений (см. рис.1) отвечают номерам  $n = 11, 14, 17, 20, 23, 26$  и  $m = 16, 20, 24, 28, 32, 36$ , что в соответствии с выражением (1) дает  $\approx 30-32$  мэВ. Полученное значение близко к величине расщепления, определенной в работе [3] схожим методом для образцов, выращенных на плоскости (001), с близкими значениями концентрации двумерных носителей.

Спиновое расщепление спектра может приводить к неэквидистантности уровней Ландау двух подзон на уровне Ферми (см., например, [2]). В работе [9] в нелегированных гетероструктурах HgTe/CdTe(211) с концентрацией электронов в квантовых ямах до  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , создаваемой за счет эффекта поля путем приложения напряжения к затворному электроду, наряду с биениями осцилляций ШдГ наблюдалось заметное ( $\sim 4\%$ ) расщепление линии ЦР. Эффект связывался со спиновым расщеплением подзон при  $B = 0$ , однако интерпретация результатов давалась, исходя из линейного по  $k$  расщепления подзон (ср. с [2]). В то же время в квантовых ямах HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой спиновое расщепление подзоны  $H_1$  при малых  $k$  пропорционально  $k^3$ , а при больших значениях  $k$  выходит на насыщение и даже уменьшается (см., например, [3]). В настоящей работе для образца №070704 мы обнаружили большое ( $\sim 12\%$ ) расщепление линии ЦР (и  $m_c^- = 0.039 m_0$ ,  $m_c^+ = 0.044 m_0$ , см. рис.3), которое не наблюдалось в аналогичных образцах с симметричным легированием.

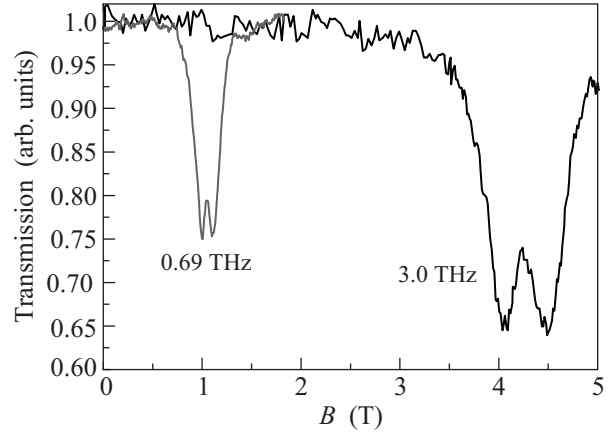


Рис.3. Спектры циклотронного резонанса в образце № 070704 в при  $T = 4.2 \text{ K}$

Циклотронная масса носителей заряда на уровне Ферми определяется выражением

$$\frac{1}{m_c} = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \left( \frac{1}{k} \frac{\partial E}{\partial k} \right), \quad (2)$$

где  $E = E_0(k) \pm \delta(k)/2$ . Для определения циклотронных масс в выражение (2) надо подставить соответствующие каждой из подзон  $H_1^-$  и  $H_1^+$  значения  $k_F$ , определяемые из концентраций носителей в подзонах  $k_F^\pm = (4n^\pm)^{1/2}$ . Наблюдаемое расщепление линии ЦР может быть связано как с непараболическим законом дисперсии  $E_0(k)$ , так и с зависимостью  $\delta(k)$ . Однако, как показано в работе [3], для концентрации носителей порядка  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  при  $k \sim k_F$  зависимость  $\delta(k)$  проходит через максимум, и производная  $\partial\delta(k)/\partial k$  мала. В то же время непараболическость закона дисперсии приводит к заметной зависимости  $m_c$  от  $k_F$ . Для оценок воспользуемся “кейновским” законом дисперсии (см., например, [9])

$$E_0(k) = -\frac{E_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{E_g}{2}\right)^2 + E_g \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}}, \quad (3)$$

где  $E_g$  – эффективная ширина запрещенной зоны,  $m^* = 0.02m_0$  – эффективная масса носителей на дне подзоны  $H_1$  [8, 9]. Подставляя  $E_0(k)$  в выражение (2), получаем

$$\frac{1}{m_c^\pm} = \frac{1}{m^*} \left[ \sqrt{1 + \frac{4E_g (\hbar k_F^\pm)^2}{2m^*}} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Положив  $k_F^\pm = k_F \pm \Delta k$  ( $\Delta k \ll k_F$ ), выражению (4) можно придать следующий вид:

$$\frac{1}{m_c^\pm} = \frac{1}{m^*} \left(1 + \frac{4E_F^*}{E_g}\right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 \pm \frac{4\hbar^2 k_F \Delta k}{E_g m^* \left(1 + \frac{4E_F^*}{E_g}\right)}\right). \quad (5)$$

В отсутствии расщепления ( $\Delta k = 0$ ), из (5) следует:

$$\left(\frac{m^*}{m_c^0}\right)^2 = \left(1 + \frac{4E_F^*}{E_g}\right)^{-1}, \quad (6)$$

что позволяет выразить эффективную ширину запрещенной зоны  $E_g$  через циклотронную массу  $m_c^0$ , которая в свою очередь может быть выражена через измеряемые величины  $m_c^-$  и  $m_c^+$ :

$$\frac{1}{m_c^0} \cong \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_c^+} + \frac{1}{m_c^-}\right).$$

Тогда, разложив выражение (5) в ряд по  $\Delta k$ , получаем:

$$\frac{1}{m_c^\pm} = \frac{1}{m_c^0} \left(1 \mp \frac{2E_F^*}{E_g} \left(\frac{m^*}{m_c^0}\right)^2 \frac{\Delta k}{k_F}\right).$$

Величину  $E_F^*/E_g$  легко найти из выражения (6), исходя из определенной экспериментально средней величины циклотронной массы  $m_c^0 \approx 0.042m_0$ . Из определенных экспериментально значений концентраций в подзонах  $H_1^+$  и  $H_1^-$  (см. рис.2) получаем:  $k_F^+ = 3.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ ,  $k_F^- = 2.9 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$  и  $\Delta k_F = 0.25 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , откуда следует:  $1/m_c^\pm = (1/m_c^0)(1 \mp 0.06)$ .

Таким образом, учет только первого слагаемого (3) в законе дисперсии  $E = E_0(k) \pm \delta(k)/2$  дает

наблюдаемую 12%-ную разницу циклотронных масс для двух спиновых подзон. Это позволяет заключить, что наблюдаемое расщепление линии ЦР обусловлено главным образом непараболичностью закона дисперсии и различием  $k_F$  для двух подзон, а не зависимостью  $\delta(k)$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 09-02-00752, # 08-02-00962-а), Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы (ГК # П1211), программы фундаментальных исследований президиума РАН # 27.28 и РАН. Авторы признательны фирме "Trion Technology" (Ю.Г.Садофьев, N.Samal) за предоставленные ККЛ терагерцового диапазона, В.Я.Алешкину и С.С.Криштопенко за полезные обсуждения и К.В.Маремьянину за помощь при проведении экспериментов.

1. S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
2. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).
3. Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Daiet et al., Phys. Rev. B **70**, 115328 (2004).
4. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
5. С. А. Дворецкий, Д. Г. Икусов, З. Д. Квон, и др., Автометрия, **43**, 104 (2007).
6. Yu. G. Sidorov, V. S. Varavin et al., Growth Cryst. **20**, 35 (1996).
7. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
8. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, N. N. Mikhailov et al., Physica E **40**, 1885 (2008).
9. M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt et al., Semicond. Sci. Technol. **11**, 1168 (1996).