

## ДВУМЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ В ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЯХ HgTe

Дерябина Т. И., Кулаев Г. И., Раданцев В. Ф.

Методом емкостной спектроскопии в квантующих магнитных полях  $H$  исследован двумерный газ поверхностных электронов в HgTe. Измеренные параметры заселенностей и циклотронные массы адекватно описываются в рамках квазиклассического приближения. Обнаружено снятие спинового вырождения спектра при  $H=0$  за счет спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Величина расщепления на уровне Ферми составляет около 30 % от значения энергии Ферми и при концентрации носителей в подзонах  $n_i \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  достигает 40 мэВ. Проводится сопоставление с изученными ранее приповерхностными слоями в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

Двумерный (2D) электронный газ в приповерхностных слоях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x=0.2-0.3$  активно исследуется в последнее время гальваномангнитными, емкостными и оптическими методами [1-3]. Использование метода емкостной спектроскопии в квантующих магнитных полях позволило распространить исследования в область меньших  $x$  вплоть до значений  $x=0.1$ , соответствующих области инверсного спектра с отрицательной щелью  $\epsilon_g = E(\Gamma_6) - E(\Gamma_8) \approx -100 \text{ мэВ}$  [3, 4]. Однако данные о параметрах двумерных подзон в ряду твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  не могут, на наш взгляд, считаться полными без изучения приповерхностных слоев наиболее типичного представителя бесщелевых полупроводников — HgTe.

В настоящей работе представлены результаты такого изучения в инверсионных слоях  $p$ -HgTe с  $N_A - N_D \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Как показывает анализ температурных и магнитопольевых зависимостей кинетических коэффициентов, уровень Ферми в исследованном материале при  $T < 15 \text{ К}$  фиксирован на акцепторном уровне  $E_F = E_A = 2 \text{ мэВ}$  (объемная концентрация электронов  $n_b = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), а из соотношения электронной и дырочной концентраций следует, что зона проводимости и валентная зона перекрываются (эффективное перекрытие зон  $\sim 1.5 \text{ мэВ}$ ).

Параметры подзон размерного квантования определялись из анализа магнитноосцилляций емкости структур Pb—анодный окисел—HgTe. Вольтфарадные характеристики (ВФХ) исследованных структур представлены на рис. 1, а. В квантующих магнитных полях  $H > 10 \text{ кЭ}$  на ВФХ отчетливо проявляются определяемые перпендикулярной к границе раздела компонентой  $H_{\perp} = H \cos \alpha$  особенности в плотности состояний, связанные с магнитным квантованием спектра 2D-подзон. Наблюдаемый монотонный сдвиг ВФХ (по оси емкостей  $C$ ) обусловлен магнитосопротивлением объема HgTe и находится в хорошем количественном согласии с возрастанием последовательного сопротивления  $R_n$  [зависимости  $R_n(H)$  снимались в конце измерений после пробоя исследуемого МОП конденсатора, приводившего, как правило, к формированию омического контакта]. При частотах тестирующего сигнала  $f \sim 10^4 \text{ Гц}$  монотонный сдвиг ВФХ практически отсутствует (представленные на рисунке ВФХ измерены при частоте  $f = 10^6 \text{ Гц}$ , обеспечивающей наибольшее разрешение по емкости). Наличие монотонной зависимости  $C(H)$  заметно затрудняет исследование осцилляций  $C(H)$ , особенно в области слабых полей, и для определения поверхностной плотности носителей  $n_s$  в подзонах размерного квантования измерялись зависимости  $\frac{dC}{dV_g}(H)$ .

На всех исследованных структурах (вне зависимости от напряжения плоских зон  $V_{mb} = -2 \div -0.5$  В) относящиеся к основной подзоне осцилляции  $C(H)$  наблюдаются лишь в области напряжений  $V_g > V_m$  ( $V_m$  — напряжение, близкое к значению, соответствующему минимуму ВФХ), тогда как напряжение отсечки  $V_{s0}$  зависимостей  $n_0(V_g)$  (рис. 1) на 0.3—0.4 В меньше  $V_m$ , при этом

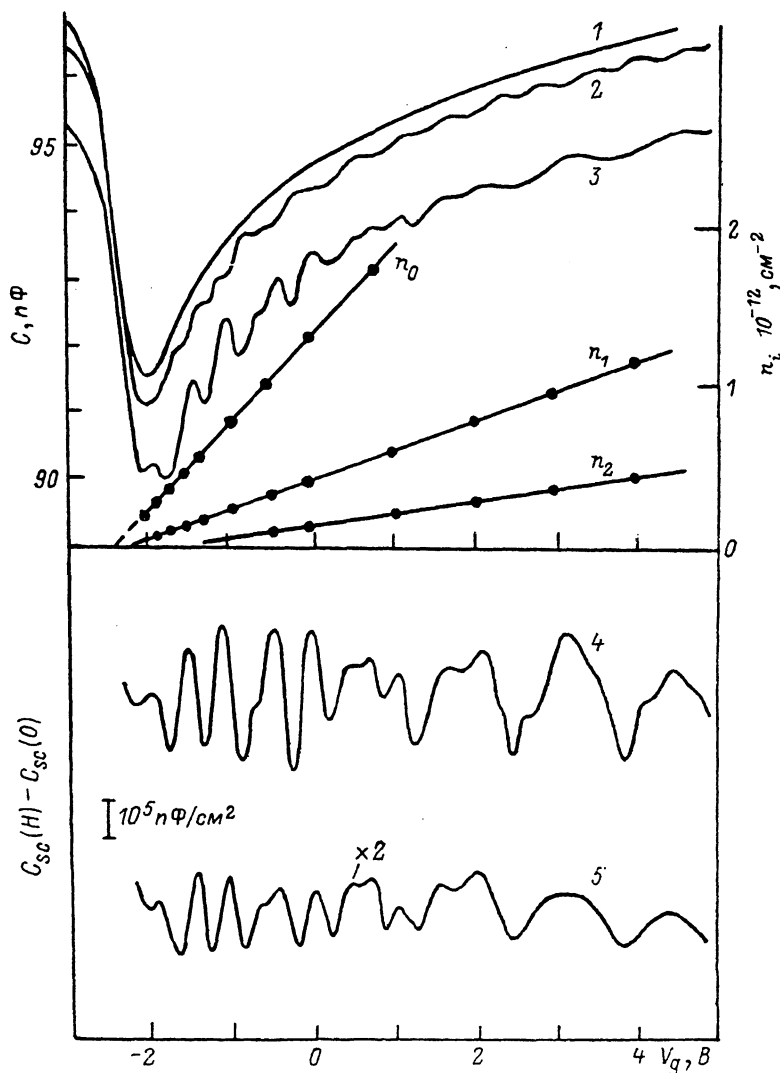


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики, заселенности подзон и магнитоосцилляции емкости области пространственного заряда.

$H$ , кЭ: 1 — 0, 2 — 25, 3 — 50. Т, К: 1—4 — 4.2, 5 — 32.5.

наименьшее наблюдаемое значение  $n_0 = n_0(V_m)$  на порядок больше погрешности измерения  $n_0 \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Отсутствие осцилляций с периодами, соответствующими концентрациям, меньшим  $n_0(V_m)$ , не может быть связано с существованием порогового периода осцилляций в материалах с вырожденным электронным газом в объеме [3, 5], поскольку  $n_0(V_m) \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на порядок больше значения [3]  $n_i = (9\pi n_0^2 / 8)^{1/3} = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , соответствующего приведенной выше объемной концентрации электронов. Кроме того, в рамках этого механизма пороговые периоды осцилляций для различных подзон одинаковы, в то время как экспериментально для возбужденных подзон наблюдаются осцилляции с периодами, соответствующими  $n_i \sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , что много меньше порогового значения для основной подзоны. Причина отсутствия осцилляций или их резкого гашения при  $V_{s0} < V_g < V_m$  остается неясной.

Ввиду существенной непараболичности зоны проводимости в узкощелевых полупроводниках восстановление энергетического спектра размерно-квантованных подзон не может быть основано только на измерениях заселенностей подзон, а требует экспериментального определения циклотронных масс  $m_{ci}$ . С этой целью исследовались температурные зависимости магнитоосцилляций емкости

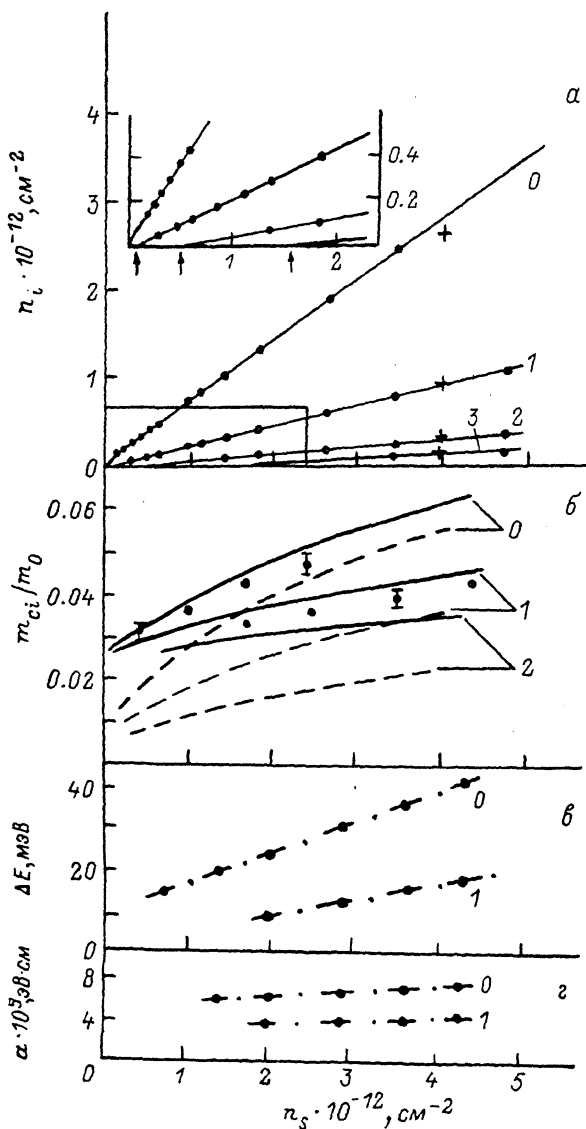


Рис. 2. Заселенности подзон (а), циклотронные массы (б), параметр спин-орбитального взаимодействия  $\alpha$  (в) и энергетическое расщепление спектра на уровне Ферми (г) в зависимости от поверхностной плотности носителей.

Точки — эксперимент, сплошные линии — квазиклассический расчет, кресты и штриховые линии — УР аппроксимирующая [4]. Стрелками указаны расчетные старты подзон.

области пространственного заряда  $C_{so} = C_{ox} [C / (C_{ox} - C)]$  (здесь  $C_{ox}$  — геометрическая емкость диэлектрика,  $C$  — измеряемая емкость структуры). ВФХ преобразовывались в зависимости  $C_{so}(V_g)$ , а для выделения осцилляционной составляющей для каждой температуры из зависимостей  $C_{so}(V_g)$  в магнитном поле вычитались зависимости  $C_{so}(V_g)$  при  $H=0$  (рис. 1). Использование такой процедуры в отличие от традиционного исследования температурных зависимостей осцилляционных кривых  $C(H)$  позволяет сразу получить информацию

о концентрационной зависимости  $m_{oi}$ . Распределение носителей по подзонам и циклотронные массы представлены на рис. 2, а, б в зависимости от полной поверхностной плотности носителей  $n_s = \sum_i n_i \approx \frac{C_{ox}}{S_e} (V_g - V_{so} - \frac{\mu_s - \mu_b}{e}) (\mu_s, \mu_b -$

соответственно поверхностный и объемный химические потенциалы,  $S$  — площадь структуры). Там же приведены теоретические зависимости  $n_i(n_s), m_{oi}(n_s)$ , рассчитанные подобно [4] в рамках квазиклассического подхода с использованием двухзонного кейновского приближения и с учетом перекрытия зон. Как и в случае  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , квазиклассическая теория адекватно описывает параметры двумерных подзон инверсионных слоев в  $HgTe$ .

Ранее [4, 6] нами было показано, что в слабо легированных образцах  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с  $|\epsilon_g| < 0.1$  эВ параметры подзон размерного квантования уже при  $n_s > (2 \div 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  не зависят от состава и определяются универсальными для всего класса кейновских полупроводников соотношениями [псевдоультрарелятивистский (УР) предел  $\mu_s \gg \epsilon_g/2$ ]. В исследованных инверсионных слоях  $HgTe$ , как видно из рис. 2, УР приближение [6] неплохо описывает распределение носителей по подзонам, но не может быть использовано для расчета циклотронных масс. Неадекватность УР подхода связана с тем, что практически во всем актуальном диапазоне  $n_s < 10^{13} \text{ см}^{-2}$  условие  $\mu_s \gg \epsilon_g/2$  из-за большого значения  $\epsilon_g$  в  $HgTe$  не выполняется. Это, однако, практически не отражается на зависимостях  $n_i(n_s)$ , поскольку поправка первого порядка по  $\epsilon_g/\mu_s$  к  $n_i/\sum_i n_i$ , как можно показать, равна нулю.

Наряду с существенной непараболичностью спектра характерной чертой квазидвумерных систем в узкощелевых полупроводниках, как это было недавно экспериментально показано [7], является сильное спиновое расщепление спектра при  $H=0$  за счет спин-орбитального взаимодействия. В исследованных структурах, как и в случае  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , снятие спинового вырождения проявляется в биениях магнитоосцилляций емкости  $C(H)$ .<sup>1</sup> Основываясь на результатах работы [7], коэффициент  $\alpha_i$  при линейном по квазиволновому вектору члене в законе дисперсии

$$E_i^{\pm} = \sqrt{\hbar^2 k_x^2 s^2 + m_i^2 s^4} \pm 2\alpha_i k_x m_i s^2 - m_i s^2 \quad (1)$$

[здесь  $m_i$  — эффективная масса на дне  $i$ -й  $2D$ -подзоны,  $s = (\epsilon_g/2m_n)^{1/2}$  — кейновская скорость] можно определить из периодов осцилляций  $\Delta_i$  и периодов биений по обратному магнитному полю  $\Delta_{bi}$ :

$$\alpha_i = \frac{\hbar^2 \sqrt{\pi n_i}}{2m_i \sqrt{2}} \frac{\Delta_i}{\Delta_{bi}} \quad (2)$$

Фигурирующая в (2) эффективная масса  $m_i$  определялась в двухзонной аппроксимации из циклотронных масс

$$m_i = \sqrt{m_{oi}^2 - 2\pi n_i \frac{\hbar^2}{s^2}}$$

Параметры СОВ  $\alpha_i$  и спиновое расщепление спектра при  $H=0$

$$\Delta E_i = E_i^+ - E_i^- = \frac{2m_i s^2 \alpha_i \left(1 + \frac{2m_i s^2}{E_i}\right)^{1/2}}{s\hbar \left(1 + \frac{m_i s^2}{E_i}\right)} \quad (3)$$

вблизи энергии Ферми  $E_i = E_F$  приведены для двух первых подзон на рис. 2. Энергетическое расщепление  $\Delta E$  в исследованном диапазоне концентраций

<sup>1</sup> Биения проявляются и в осцилляциях  $\Delta C(V_g)$  (см. особенности в осцилляциях при  $V_g = -0.65$  и  $+0.55$  В на рис. 1), однако ввиду зависимости параметров спектра от  $n_s$  определение параметров спинового расщепления из осцилляций  $\Delta C(V_g)$  представляет более сложную задачу, чем из анализа осцилляций  $C(H)$ .

увеличивается почти вдвое, достигая при  $n_s = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  значений  $\sim 40$  и  $20 \text{ мэВ}$  соответственно для 0-й и 1-й подзоны. Отношение  $\Delta E/E_F$ , однако, от концентрации и номера подзоны фактически не зависит, составляя  $\Delta E/E_F = (0.30 \pm 0.02)$ , что заметно выше, чем дают УР приближение ( $\Delta E/E_F = 0.13$ ) и анализ данных [7] для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $\Delta E/E_F \approx 0.17 \pm 0.02$ ).

Наблюдаемые значения  $\alpha_i$ , как и следовало ожидать, заметно меньше соответствующих величин для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $|\epsilon_i| < 0.1 \text{ эВ}$  [7] и остаются на порядок выше имеющихся оценок для широкозонных материалов [8, 9]. Некоторый рост  $\alpha_i$  с концентрацией  $n_s$  не превосходит, вообще говоря, экспериментальной погрешности, и в этом отношении поведение  $\alpha_i$  в  $\text{HgTe}$  аналогично тому, что имеет место в приповерхностных слоях узкощелевого  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Как показано в [7], отсутствие вариаций  $\alpha_i$  с  $n_s$  находит объяснение в предположении, что вклад в формирование  $\alpha_i \sim \langle F_i \rangle / m_i^2$  действующего на электроны эффективного поля  $\langle F \rangle$  области пространственного заряда полупроводника доминирует над вкладом поля области границы раздела. В этом случае возрастание эффективной массы  $m_i \sim n_s^{1/2}$  с ростом  $n_s$  компенсируется ростом  $\langle F \rangle \sim F(0) \sim n_s$ , [ $F(0)$  — поле в полупроводнике при  $z=0$ ]. В исследованных инверсионных слоях  $\text{HgTe}$  изменения  $m_i$  в том же диапазоне  $n_s$ , а следовательно, и  $F(0)$  существенно меньше [зависимость  $m_i(n_s)$  неплохо аппроксимируется степенной с показателем  $0.25-0.30$ ], чем в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , и отсутствие заметных изменений параметра  $\alpha_i$  при изменении  $n_s$  может быть связано либо с существенным влиянием вклада от области границы раздела, либо с деформацией при изменении  $n_s$  волновых функций  $\psi_i(z)$ , приводящей к нарушению пропорциональности между  $\langle F_i \rangle = \int \psi_i^* F(z) \psi_i dz$  и  $F(0)$ . Численные оценки с использованием квазиклассических волновых функций показывают, что и в  $\text{HgTe}$  отношение  $\langle F_i \rangle / m_i^2$  в интервале  $n_s < 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  не зависит существенно от глубины приповерхностной квантовой ямы, и, следовательно, параметр СОВ  $\alpha_i$ , как и в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , определяется, по-видимому, полем инверсионного слоя.

#### Список литературы

- [1] Nicholas R. J., Nasir F., Singleton J. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 86. P. 656—666.
- [2] Mosser V., Sizmann R., Koch F., Ziegler J., Maier H. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. P. 808—812.
- [3] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 6. С. 2088—2107.
- [4] Раданцев В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1796—1802.
- [5] Slinkman J., Zhang A., Doozema R. E. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 1251—1254.
- [6] Раданцев В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 157—159.
- [7] Раданцев В. Ф. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 5. С. 1793—1800.
- [8] Бычков Ю. А., Рашба Э. И. // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. В. 2. С. 66—69.
- [9] Дорожкин С. И., Олышанский Е. Б. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 10. С. 399—402.

Уральский государственный университет  
им. А. М. Горького  
Свердловск

Получена 9.01.1990  
Принята к печати 21.02.1990