

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОПЗ УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $Cd_xHg_{1-x}Te$ МЕТОДОМ ЭФФЕКТА ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОЛИТЕ

Перепелкин А. Д., Яфясов А. М., Божевольнов В. Б.

Приведены результаты экспериментального исследования электрофизических параметров поверхности и приповерхностного объема полупроводниковых твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  в широком диапазоне составов при комнатной температуре методом эффекта поля в электролите. Для области пространственного заряда (ОПЗ)  $Cd_xHg_{1-x}Te$  экспериментально определены законы дисперсии и эффективные массы плотностей состояний разрешенных зон, а также зависимости дифференциальной плотности электронных состояний от энергии в зоне проводимости.

Исследование поверхностных свойств полупроводниковых тройных соединений  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ) представляет большой интерес в связи с принципиальной возможностью создания на основе КРТ оптоэлектронных приборов с изменяемой длиной волны в инфракрасном диапазоне, а также с возможностью изучения электронных свойств поверхности как типичных узкощелевых полупроводников, так и бесщелевых полупроводников и полуметаллов при контролируемом задании объемных параметров материала путем изменения состава тройного соединения [1]. Однако при экспериментальном исследовании поверхностных свойств КРТ с широким набором составов возникают определенные трудности, связанные с формированием МДП структур для различных составов компонент раствора. В этой связи перспективным методом исследования поверхностных свойств КРТ является метод эффекта поля в электролитах (ЭПЭ), позволяющий наряду с исследованием традиционных свойств поверхности [поверхностных состояний (ПС) и т. д.] [2] исследовать параметры зонной структуры в приповерхностной области КРТ, такие как дифференциальная плотность состояний  $dN/dE$  ( $E$ ), эффективная масса плотности состояний  $m_x$  и др. [3, 4].

Целью настоящей работы было исследование параметров поверхности и приповерхностного объема тройных соединений  $Cd_xHg_{1-x}Te$  методом ЭПЭ в широком интервале составов ( $0.195 \leq x \leq 0.330$ ) и тем самым выяснение закономерностей изменения этих параметров с изменением состава. Состав исследуемых образцов КРТ контролировался независимо оптическими измерениями.

Электрофизические свойства поверхности и приповерхностного объема КРТ определялись из измерений вольт-амперной характеристики (ВАХ) и дифференциальной емкости (ВФХ) межфазовой границы (МФГ) КРТ—электролит, измеренной на импульсном токовом сигнале с длительностью тестирующего импульса 1 мкс и гармоническом сигнале в диапазоне частот 2—100 кГц в эффекте поля при циклическом изменении электродного потенциала  $\varphi$  в потенциостатическом режиме поляризации исследуемого КРТ электрода со скоростями изменения электродного потенциала 10—100 мВ/с. Измерения проводились в стеклографитовой ячейке при фиксированной температуре  $T = (295 \pm \pm 1)$  К. В качестве электролита использовались водные растворы калиевых солей (1N KCl). Поверхность исследуемых электродов перед измерениями подвергалась химико-динамической полировке с последующим травлением в 2—8%-м растворе брома в метаноле. Омические контакты к образцам напо

силы непосредственно перед экспериментом и защищались химически стойким компаундом.

Установлено, что для всех КРТ ( $0.195 \leq x \leq 0.330$ ), прошедших указанную предобработку поверхности, можно выбрать область электродных потенциалов  $\varphi$ , в которой выполняются условия идеальной поляризуемости исследуемого электрода при плотности ПС  $N_{ss} \leq 10^{-11}$  см $^{-2}$  в диапазоне времен релаксации  $10^{-5} < \tau < 10^{-3}$  с и емкость МФГ КРТ—электролит определяется емкостью области пространственного заряда (ОПЗ) КРТ. Ширина области идеальной поляризуемости для всех исследованных КРТ была  $\sim 0.6$  В.

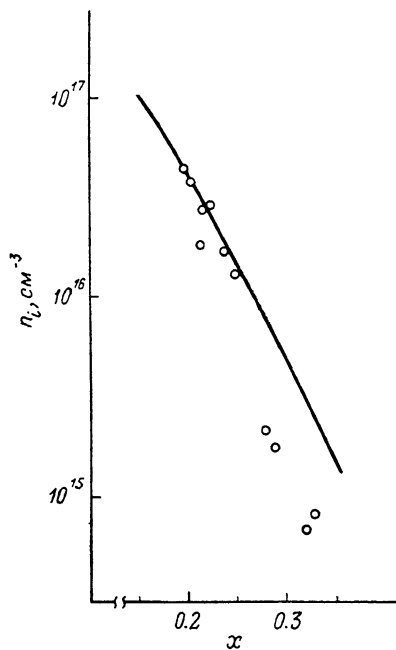


Рис. 1. Собственная концентрация носителей заряда полупроводников КРТ в зависимости от состава.

Сплошная линия — литературные данные [4], точки — из экспериментальных ВФХ.

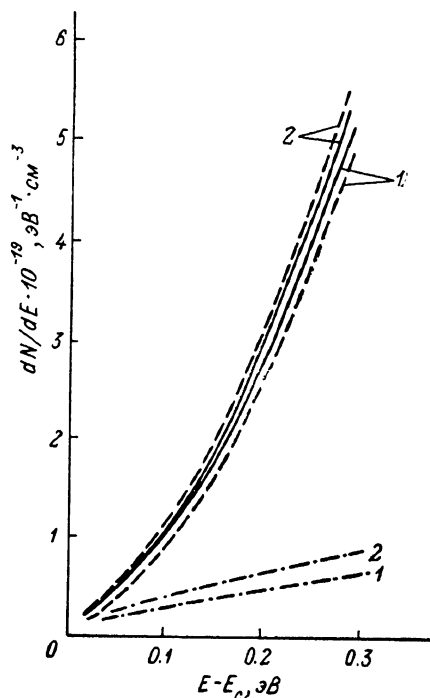


Рис. 2. Дифференциальная плотность состояний в зоне проводимости.

1 — для КРТ с  $x=0.195$ , 2 — для КРТ с  $x=0.245$ . Сплошные линии — из экспериментальных ВФХ, штриховые — теоретические для кейновского закона дисперсии, штрихпунктирные — теоретические для параболического закона дисперсии.

Из экспериментальных ВФХ по минимуму емкости ( $C_{\min}$ ) оценивались собственные концентрации носителей заряда [по формуле (1) из [4]]. Найденные  $n_i$  для исследованных образцов КРТ приведены на рис. 1 (обозначены точками). Там же для сравнения приведены известные из литературы [5]  $n_i$  (сплошная линия). Из рисунка видно, что рассчитанные из эксперимента собственные концентрации для КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) в пределах ошибки измерений хорошо согласуются с литературными значениями  $n_i$  [5]. Для остальных составов КРТ, а именно  $0.260 < x \leq 0.330$ , рассчитанные из эксперимента  $n_i$  оказались в несколько раз меньше, чем известные из литературы [5]. Этот факт предположительно можно объяснить тем, что исследованные образцы КРТ ( $0.260 < x \leq 0.330$ ) при комнатной температуре могли не быть собственными, а следовательно, формулой (1) из [4] для определения  $n_i$  нельзя было пользоваться. Действительно, экспериментальные ВФХ для КРТ ( $0.260 < x \leq 0.330$ ) вблизи  $C_{\min}$  обнаруживают интервал потенциалов, в котором зависимость  $C^{-2}(\varphi)$  линейна, что позволило определить тип и концентрацию примеси. Все исследованные КРТ ( $0.260 < x \leq 0.330$ ) оказались  $p$ -типа с концентрацией акцепторной примеси  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ . Кроме того, экспериментальные ВФХ для КРТ ( $0.260 < x \leq 0.330$ ) оказались несколько «уширены» по сравнению с теоретическими ВФХ, рассчитанными по формулам из работы [6]

(необходимые для расчета значения ширины запрещенной зоны  $E_g$ , диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{sc}$  и эффективных масс электронов и дырок брались из литературы [5, 7]). Это уширение, возможно, связано с неоднородностью состава на поверхности исследованных полупроводников КРТ ( $0.260 < x \leq 0.330$ ), но для проверки такого предположения необходимы дополнительные исследования, выходящие за рамки настоящей работы.

Для исследованных КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) область электродных потенциалов, в которой выполнялись условия идеальной поляризуемости КРТ электродов, включала в себя потенциалы  $\varphi$ , соответствующие сильному вырождению электронного газа на поверхности, что позволило для этих составов КРТ определить энергетические распределения дифференциальных плотностей состояний  $dN/dE (E - E_c)$  и эффективные массы плотности состояний зоны проводимости в ОПЗ. Зависимости  $dN/dE (E - E_c)$  рассчитывались из экспериментальных ВФХ по формуле (5) из работы [3]. На рис. 2 приведены эксперименталь-

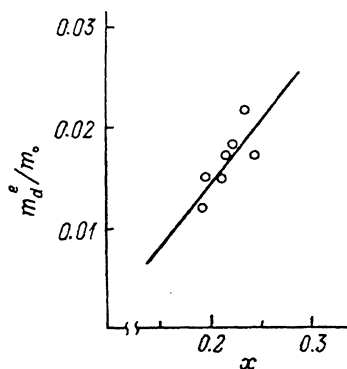


Рис. 3. Эффективная масса плотности состояний зоны проводимости полупроводников КРТ в зависимости от состава.

Сплошная линия — литературные данные [4], точки — из экспериментальных ВФХ.

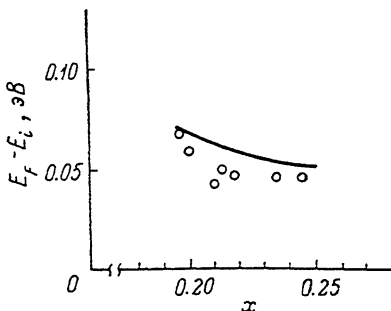


Рис. 4. Положение уровня Ферми  $E_f$  относительно середины запрещенной зоны  $E_i$  в полупроводниках КРТ в зависимости от состава.

Сплошная линия — расчет из уравнения электронейтральности для  $m_d^h = 0.45m_0$ , точки — из экспериментальных ВФХ.

ные зависимости  $dN/dE (E - E_c)$  для двух составов КРТ ( $x=0.195$  и  $0.245$ ). Там же приведены теоретические зависимости  $dN/dE (E - E_c)$ , рассчитанные в приближениях непараболического (кейновского) и параболического законов дисперсии зоны проводимости [соответственно по формулам (3) и (4) из работы [4]]. Достаточно хорошее совпадение экспериментальных зависимостей  $dN/dE (E - E_c)$  с теоретическими, рассчитанными в приближении кейновского закона дисперсии (рис. 2), имеет место для всех исследованных образцов КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ). Это позволяет сделать вывод, что зона проводимости в ОПЗ КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ), так же как и в объеме этих материалов [5], характеризуется кейновским законом дисперсии. В пользу этого свидетельствует и то, что для всех исследованных КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) экспериментальные ВФХ в интервале электродных потенциалов  $\varphi$ , соответствующих сильному вырождению электронного газа на поверхности, имеют линейную зависимость емкости от потенциала, как это и следует из формулы [3]

$$C_{sc} = \left(\frac{8}{5}\right)^{1/2} G \epsilon_{sc}^{1/2} \left(\frac{m_d/m_0}{E_g/q}\right)^{3/4} (|\varphi - V_z| + \frac{E_g}{2q}) \quad (1)$$

(здесь  $G = 8.9783 \cdot 10^{-6}$  Ф/см<sup>2</sup>·В<sup>1/2</sup>,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $q$  — элементарный заряд,  $V_z = \Delta E_b/q$ ,  $\Delta E_b$  — расстояние от края разрешенной зоны до уровня Ферми в объеме), имеющей место в случае кейновского закона дисперсии разрешенной зоны для сильного вырождения носителей заряда на поверхности полупроводника.

Из экспериментальных ВФХ в области  $\varphi$ , соответствующих сильному вырождению электронного газа на поверхности, по формуле (1) были рассчитаны эффективные массы плотности состояний зоны проводимости в ОПЗ для КРТ

( $0.195 \leq x < 0.260$ ), которые приведены на рис. 3 точками. Там же сплошной линией приведены литературные [5] значения эффективной массы электронов в объеме КРТ. Видно, что найденные экспериментально эффективные массы плотности состояний зоны проводимости в ОПЗ практически совпадают с эффективными массами электронов в объеме для всех исследованных полупроводников КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ).

Рассматривая зону проводимости и положив в уравнении (1)  $C_{sc}=0$ , можно получить выражение

$$\varphi|_{C=0} - \varphi|_{C=C_{\min}} = \frac{E_F - E_i}{q}, \quad (2)$$

которое позволяет из экспериментальных ВФХ определить положение уровня Ферми  $E_F$  относительно середины запрещенной зоны  $E_i$ . Полученные из экспериментальных ВФХ по формуле (2) величины  $E_F - E_i$  для КРТ ( $0.195 \leq x \leq 0.260$ ) приведены на рис. 4 точками, а сплошной линией изображена зависимость  $E_F - E_i$  от состава КРТ, рассчитанная из уравнения электронейтральности в предположении кейновской модели зонной структуры КРТ. Эффективная масса тяжелой дырки для всех КРТ при расчетах бралась  $m_d^{hh} = 0.45m_0$ . Дополнительно проведенные расчеты показали, что учет в уравнении электронейтральности валентной зоны легких дырок не приводит к сколько-нибудь существенно изменению величины  $E_F - E_i$ , если при расчете брать величину эффективной массы легкой дырки  $m_d^{hl}$ , не превышающую эффективной массы электронов более чем в 3—4 раза. Поэтому при расчете  $E_F - E_i$  мы ограничивались учетом в уравнении электронейтральности только одной валентной зоны тяжелых дырок, тем более что надежные значения  $m_d^{hh}$  из литературы неизвестны. Как видно из рис. 4, экспериментальные значения  $E_F - E_i$  достаточно хорошо согласуются с теоретическими для  $m_d^{hh} = 0.45m_0$ . Этот факт позволяет сделать вывод, что валентная зона в ОПЗ для всех КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) описывается параболическим законом дисперсии с эффективной массой тяжелой дырки по величине, близкой к объемному значению ( $m_d^{hh} \sim 0.45m_0$ ). Аномально малые значения эффективной массы дырки для полупроводников КРТ, полученные в работе [4], по-видимому, связаны с некорректностью определения на экспериментальных ВФХ интервала потенциалов, в котором наступает вырождение дырочного газа на поверхности полупроводника. По этой же причине предположение о характере дисперсии валентной зоны в ОПЗ КРТ, сделанное в [4], по-видимому, неправильно.

Таким образом, проведенные в настоящей работе исследования полупроводников КРТ ( $0.195 \leq x \leq 0.330$ ) позволяют сделать следующие выводы.

- 1) Полученные из экспериментальных ВФХ объемные параметры  $n_i$  и  $E_F - E_i$  для КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) хорошо согласуются с литературными.
- 2) В ОПЗ полупроводников КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) зона проводимости описывается кейновским законом дисперсии, а валентная зона тяжелых дырок — параболическим (обе с эффективными массами плотности состояний, близкими к объемным эффективным массам).
- 3) Для полупроводников КРТ ( $0.195 \leq x < 0.260$ ) в процессе измерений вплоть до поверхности сохранялась однородность состава исследуемых образцов.

#### Список литературы

- [1] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной электроники. Киев, 1984. 256 с.
- [2] Романов О. В., Божевольнов В. Б., Мясоедов Ю. Н. и др. // Электрохимия. 1985. Т. 21. В. 5. С. 667—674.
- [3] Яфясов А. М., Монахов В. В., Романов О. В. // Вестн. ЛГУ. Сер. 4. 1986. В. 1. С. 104—107.
- [4] Яфясов А. М., Божевольнов В. Б., Перепелкин А. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 633—637.
- [5] Semiconductors and semimetals / Ed. by R. R. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1981. V. 16. 266 p.
- [6] Капитонов М. В., Романов О. В., Яфясов А. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 5. С. 818—823.
- [7] Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.