

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК УЗКОЩЕЛЕВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Zn_xHg_{1-x}Te$

А. М. Яфясов, В. Г. Савицкий, Р. Н. Ковтун,
А. Д. Перепелкин, В. Б. Божевольнов

Санкт-Петербургский государственный университет, 199164, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 22 июля 1991 г. Принята к печати 6 ноября 1992 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования (методом эффекта поля в электролите приповерхностных слоев узкощелевых полупроводниковых твердых растворов $Zn_xHg_{1-x}Te$. Для приповерхностных слоев эпитаксиальных пленок $Zn_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$ и $0.20-0.22$) определены законы дисперсии и эффективные массы плотности в зонах, а также зависимости дифференциальной плотности электронных состояний в зоне проводимости.

Возможность синтеза полупроводникового материала с заданными значениями ширины запрещенной зоны и физическими свойствами выдвигает соединения твердых растворов $A^{IV}B^{VI}$ в разряд перспективных для применения в электронной технике. Примером таких соединений являются тройные твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$. Исследование других твердых растворов на основе халькогенидов ртути, в частности близких по своим физическим свойствам к $Cd_xHg_{1-x}Te$ соединений $Zn_xHg_{1-x}Te$, представляется актуальным в связи с большей их стехиометрической устойчивостью.

В настоящей работе представлены результаты исследования параметров зонной структуры приповерхностных слоев узкощелевых полупроводников $Zn_xHg_{1-x}Te$, называемых ЦРТ (цинк—ртуть—теллур), при комнатных температурах. Исследования проводились на примере четырех эпитаксиальных пленок ЦРТ: $x = 0.150 \pm 0.005, 0.160 \pm 0.005, 0.170 \pm 0.005$ и 0.200 ± 0.020 . Эпитаксиальные пленки ЦРТ были получены методом высокочастотного напыления при тлеющем разряде в парах ртути. Процесс напыления проводился по методике, описанной в работе [1]. Скорость конденсации соответствовала $(1.6 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$ мкм/с при температуре подложки 493—523 К. Исследование структуры и химического состава эпитаксиальных слоев проводилось с помощью электронографа ЭМР-100, рентгеновского дифрактометра ДРОН-2 и рентгеновского микроанализатора «Сомбах».

Ширина запрещенной зоны E_g определялась по спектрам пропускания с учетом отражения в области края фундаментального поглощения [2]. Гальваномагнитные измерения проводились в слабом магнитном поле ($B = 0.3$ Т) на постоянном токе ($I = 1$ мкА) в интервале температур 80—300 К. Омические контакты изготавливались методом термического напыления In. Эпитаксиальные пленки ЦРТ толщиной 6—10 мкм, нанесенные на монокристаллические подложки CdTe, для всех синтезированных составов были однофазными и имели структуру цинковой обманки. Значения ширины запрещенной зоны E_g и холловской концентрации n_H при $T = 295$ К в эпитаксиальных пленках ЦРТ, полученные по

Параметры узкощелевых твердых растворов ЦРТ при комнатной температуре

x	E_g , эВ	$\frac{m_c^*}{m_0}$ [3]	$n_i \cdot 10^{-16}$, см $^{-3}$ [3]	$n_H \cdot 10^{-16}$, см $^{-3}$
0.15	0.190	0.016	≈ 1.5	16.0
0.16	0.195	0.018	≈ 1.0	20.0
0.17	0.200	0.020	≈ 0.8	7.0
0.20—0.22	0.280—0.320	0.026—0.030	$\approx 0.2—0.1$	—

описанной методике, приведены в таблице, в которой также содержатся литературные [3] значения собственной концентрации носителей заряда n_i (см. рис. 1 из [3]) и эффективной массы электронов m_c^* в объеме монокристаллов ЦРТ соответствующих стехиометрических составов.

В эксперименте при $T = 295$ К методом эффекта поля в электролите [4] измерялись вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики (ВФХ и ВАХ соответственно) межфазовой границы кристалл ЦРТ—электролит, представлявший собой 1.5 N KCl. ВФХ измерялись на переменном сигнале в диапазоне частот 5—100 кГц. Измерения ВФХ и ВАХ проводились в максимально широком диапазоне значений электродного потенциала φ , в котором измеряемая емкость межфазовой границы определялась практически поверхностной емкостью полупроводника ЦРТ [емкость области пространственного заряда (ОПЗ) плюс емкость поверхностных состояний], а все изменение электродного потенциала, приложенного межфазовой границе, происходило в приповерхностной области кристалла ЦРТ, т. е. измерения проводились в условиях идеальной поляризуемости ЦРТ электродов. Области идеальной поляризуемости ЦРТ электродов для всех четырех стехиометрических составов соответствовал диапазон $-0.350 < \varphi - \varphi_{\min} < +0.250$ В, где φ_{\min} — электродный потенциал, соответствующий минимуму емкости на ВФХ. О реализации в эксперименте идеальной поляризуемости ЦРТ-электродов в рассматриваемом диапазоне φ свидетельствовало то, что ВАХ имели вид кривых заряжения, а ВФХ не зависели от направления и скорости изменения электродного потенциала в диапазоне 10—100 мВ/с.

На рис. 1 в качестве примера приведены экспериментальные зависимости $C(\varphi)$ (ВФХ) для двух крайних значений частоты тестирующего сигнала (5 и 100 кГц), полученные для ЦРТ ($x = 0.17$). Слабая частотная зависимость свидетельствует о малой величине плотности поверхностных состояний ($N_{ss} < 10^{11}$ см $^{-2}$) в диапазоне времен релаксации $10^{-5} < \tau < 10^{-3}$ с. Малая величина N_{ss} в указанном диапазоне τ позволяет утверждать, что поверхностная емкость в рассматриваемом диапазоне φ практически определяется емкостью ОПЗ (C_{sc}) и выполняется равенство $V_s = -(\varphi - \varphi_{FB})$ (V_s — поверхностный потенциал, φ_{FB} — потенциал плоских зон), т. е. можно сказать, что измеренные в эксперименте в условиях идеальной поляризуемости ЦРТ электродов на частоте 100 кГц ВФХ межфазовой границы ЦРТ—электролит являлись зависимостями емкости ОПЗ в кристалле от поверхностного потенциала. Это позволяет применять к экспериментальным ВФХ, измеренным на частоте 100 кГц, методику определения некоторых электрофизических параметров согласно [4 , 5] и параметров зонной структуры согласно [6] в приповерхностных слоях полупроводников.

На методике определения электрофизиологических параметров [4 , 5] и параметров зонной структуры [6] в приповерхностных слоях полупроводников из зависимостей дифференциальной емкости ОПЗ от электродного (поверхностного) потенциала зависимостей из $C_{sc}(\varphi)$ имеет смысл остановиться подробнее.

Если полупроводник собственный, то потенциал плоских зон соответствует минимуму емкости (C_{\min}) на зависимости $C_{sc}(\varphi)$ (т. е. $\varphi_{FB} = \varphi_{\min}$) и по формуле [5]

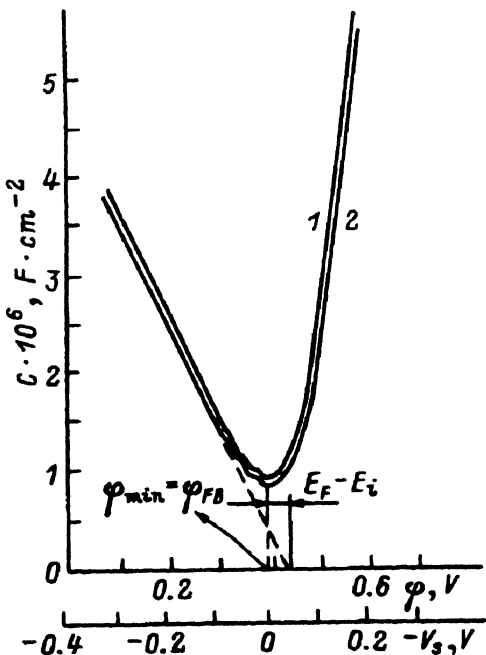


Рис. 1. Экспериментальная ВФХ межфазовой границы полупроводни—электролит для ЦРТ ($x = 0.17$). Скорость изменения электродного потенциала 10—100 мВ/с. Частота тестирующего сигнала, кГц: 1—5, 2—100.

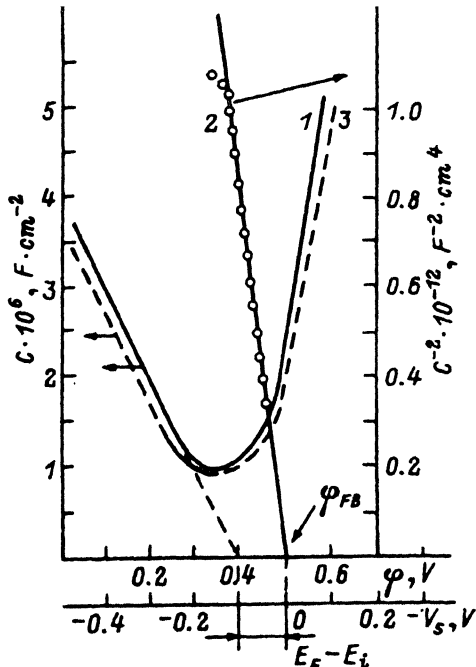


Рис. 2. ВФХ межфазовой границы полупроводни—электролит. Эксперимент для ЦРТ ($x = 0.20-0.22$): 1—в обычных координатах, 2 (точки)—в координатах Шоттки—Мотта; 3—теоретический расчет для ЦРТ ($x = 0.21$) с $N_a = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

$$n_i = \frac{k_B T C_{\min}^2}{2q\epsilon_0 \epsilon_{sc}} \quad (1)$$

(k_B — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ_{sc} — диэлектрическая постоянная полупроводника, T — температура) можно определить собственную концентрацию носителей заряда n_i в приповерхностных слоях полупроводника.

Для несобственного полупроводника с увеличением концентрации ионизированных акцепторных (N_a) или донорных (N_d) примесей минимум емкости перестает соответствовать потенциалу плоских зон и изменяется в сторону увеличения емкости. Поэтому при использовании формулы (1) получаются завышенные значения n_i . Как показывает численное моделирование на основе соотношений для емкости ОПЗ полупроводника [7], если N_a (или N_d) на порядок и более выше n_i , то найденная по (1) величина не имеет физического смысла, если же N_a (или N_d) выше n_i , но не более чем на порядок, то формула (1) позволяет оценить (по порядку величины) собственную концентрацию носителей в приповерхностном слое полупроводника.

Кроме того, для несобственного полупроводника зависимость $C_{sc}(\varphi)$ имеет участок Шоттки—Мотта, спрямляющийся в координатах C_{sc}^{-2} от φ и позволяющий по формуле [4]

$$N_{a,d} = \frac{2 [d (C_{sc}^{-2}) / d\varphi]^{-1}}{q \epsilon_0 \epsilon_{sc}} \quad (2)$$

определить концентрацию и тип примеси, а по формуле

$$\varphi_{FB} = \varphi |_{C_{sc}^{-2} = 0} \quad (3)$$

— потенциал плоских зон. Если N_a (или N_d) выше n_i более чем на порядок, то величины N_a (или N_d) и φ_{FB} определяются по формулам (2) и (3) достаточно точно; если же N_a (или N_d) выше n_i , но не более чем на порядок, то участок Шоттки—Мотта слишком узок по φ для точного определения величин N_a (или N_d) и φ_{FB} , однако оценить концентрацию ионизованной акцепторной или донорной примеси (определить порядок величины) в приповерхностном слое полупроводника по формуле (2) можно.

Если разрешенная зона полупроводника описывается непараболическим кейновским законом дисперсии [8], то при потенциалах, соответствующих сильному вырождению в ОПЗ соответствующих носителей заряда, дифференциальная емкость ОПЗ зависит от поверхностного потенциала линейно [6]:

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

где $G = 8.9783 \cdot 10^{-6} \Phi \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{В}^{-1/4}$, $V_z = \Delta E_b/q$, ΔE_b — расстояние от края разрешенной зоны до уровня Ферми в объеме полупроводника, m_d — эффективная масса плотности состояний в соответствующей разрешенной зоне, m_0 — масса свободного электрона. Если же разрешенная зона описывается параболическим законом дисперсии, то в аналогичном случае линейный характер имеет зависимость C_{sc}^4 от V_s [6]. Это позволяет по характеру зависимости емкости от потенциала на участках $C_{sc}(V_s)$, соответствующих сильному вырождению носителей заряда в ОПЗ, без каких-либо дополнительных данных определять характер закона дисперсии в соответствующих разрешенных зонах в поверхностных слоях полупроводников.

Рассматривая зону проводимости и положив в уравнение (4) $C_{sc} = 0$, можно получить выражение

$$V_s |_{C_{sc} = 0} = - \frac{E_F - E_i}{q}, \quad (5)$$

где E_F — энергия уровня Ферми, E_i — середина запрещенной зоны полупроводника. Выражение (4) по участку $C_{sc}(V_s)$, соответствующему сильному вырождению электронов в ОПЗ, без каких-либо дополнительных данных позволяет определить положение уровня Ферми E_F в приповерхностном слое полупроводника относительно середины запрещенной зоны E_i в объеме (для полупроводника, зона проводимости которого описывается непараболическим кейновским [8] законом дисперсии).

Если известны E_g и ϵ_{sc} , то по участку зависимости $C_{sc}(V_s)$, соответствующему сильному вырождению носителей заряда, можно определить для приповерхностного слоя полупроводника эффективную массу плотности состояний в разрешенной зоне, описываемой кейновским законом дисперсии, по формуле

$$\frac{m_d}{m_0} = \frac{E_g}{q} \frac{7.75}{\epsilon_{sc}^{2/3}} \left(\frac{dC_{sc}}{dV_s} \right)^{4/3}, \quad (6)$$

которая следует из (4).

Кроме того, по зависимости $C_{sc}(V_s)$, используя формулу (5) из работы [6], можно определить распределение дифференциальной плотности состояний $dN/dE = f(E - E_c)$ в зоне проводимости (E_c — край зоны проводимости) в приповерхностном слое полупроводника.

Проанализируем полученные экспериментально зависимости $C_{sc}(\varphi)$.

Для эпитаксиальной пленки ЦРТ ($x = 0.20 - 0.22$) зависимость $C_{sc}(\varphi)$ (рис. 2) имеет достаточно широкий по потенциалу участок Шоттки—Мотта. Это позволило по формуле (3) корректно определить потенциал плоских зон (см. рис. 2), а по формуле (2) — тип и концентрацию ионизованной примеси в приповерхностном слое пленки: $N_a \approx 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта величина N_a более чем на порядок выше собственной концентрации n_i , даже если предположить, что в приповерхностном слое эпитаксиальной пленки стехиометрический состав не соответствует объемному и изменен в сторону уменьшения x вплоть до бесщелевого состояния полупроводника. Поэтому определять или оценивать по формуле (1) величину n_i в приповерхностном слое пленки ЦРТ ($x = 0.20 - 0.22$) нельзя.

Для эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) зависимости $C_{sc}(\varphi)$ также имели участки Шоттки—Мотта, однако слишком узкие по потенциалу, что позволило по формуле (2) определить лишь тип и порядок величины концентрации ионизованной примеси: для всех трех эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) $N_a \approx (5 - 10) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Полученные величины N_a выше значений собственной концентрации носителей заряда, но не более чем на порядок, даже если положить, что в приповерхностных слоях эпитаксиальных пленок стехиометрический состав не соответствует объемному и изменен в сторону уменьшения x почти до бесщелевого состояния полупроводника. Это позволило по C_{\min} , согласно формуле (1), лишь оценить собственную концентрацию носителей (определить порядок величины): для всех трех эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) $n_i \sim (2 - 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Полученные значения n_i в приповерхностных слоях ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) по порядку величины согласуются со значениями n_i из [3] для объема соответствующих кристаллов (см. таблицу).

Для всех исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ левые ветви экспериментально полученных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ (рис. 1, 2) соответствуют сильному вырождению электронного газа в приповерхностных слоях (в ОПЗ). Линейная зависимость емкости от потенциала на этих ветвях, согласно формуле (4), указывает на кейновский характер закона дисперсии в зоне проводимости в приповерхностных слоях исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ ($0.15 < x < 0.22$). Это позволило по левым ветвям экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ в соответствии с формулой (5) определить положение уровня Ферми в приповерхностных слоях исследованных эпитаксиальных пленок (рис. 1, 2): для ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) $E_F - F_1 = +0.050 \pm 0.010$ эВ, а для ЦРТ ($x = 0.20 - 0.22$) $E_F - E_1 = -0.100$ эВ.

Определенные из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ величины $E_F - E_1$ для пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) хорошо согласуются с данными работы [3], полученными теоретическим расчетом без учета примеси. Решения уравнения электронейтральности показали, что учет акцепторной примеси в концентрации $10^{16} + 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17) практически не меняет положение уровня Ферми по сравнению с собственными полупроводниками. Решение уравнения электронейтральности для ЦРТ ($x = 0.20 - 0.22$) с учетом акцепторной примеси в концентрации $N_a = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ дает положение уровня Ферми, совпадающее с полученным из экспериментальной зависимости $C_{sc}(V_s)$.

По левым ветвям экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ с использованием формулы (6) были сделаны оценки эффективной массы плотности состояний зоны проводимости m_d^e в приповерхностных слоях всех исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ (в предположении $\epsilon_{sc} = 19$ [3]). Величины эф-

эффективной массы плотности состояний в зоне проводимости составили: $m_d^e = 0.018-0.023 m_0$ для ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$) и $m_d^e = 0.030-0.035 m_0$ для ЦРТ ($x = 0.20-0.22$). Указанные величины эффективной массы в приповерхностных слоях исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ ($0.15 < x < 0.22$) близки к объемным значениям m_d^e [3] для образцов тех же стехиометрических составов.

Из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ для эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$) по формуле (5) из работы [6] были определены распределения дифференциальной плотности состояний $dN/dE = f(E - E_c)$ в зоне проводимости приповерхностных слоев (см. рис. 3). Там же, на рис. 3, приведены теоретические зависимости $dN/dE = f(E - E_c)$ для объема монокристаллов, рассчитанные как в кейновском, так и в параболическом приближении закона дисперсии в зоне проводимости, соответственно по формулам (4) и (3) из работы [5] (для расчетов бралась величина m_d^e , полученная из эксперимента). Из рис. 3 видно, что экспериментально найденные зависимости $dN/dE = f(E - E_c)$ для приповерхностных слоев ЦРТ хорошо согласуются с теоретическими объемными, полученными в приближении кейновского закона дисперсии.

Прделанный анализ зависимостей $C_{sc}(V_s)$, экспериментально полученных методом эффекта поля в электролите для эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$ и $0.20-0.22$), показывает следующее:

- определенные из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ положения уровня Ферми в приповерхностных слоях согласуются с положениями уровня Ферми в объеме, рассчитанными из уравнения электронейтральности (с учетом найденных из эксперимента величин N_d), а для ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$) также имеет место согласие по порядку величины оцененных из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ величин n_i в приповерхностных слоях с объемными значениями n_i из [3];

- определенные из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ характер закона дисперсии и эффективные массы плотности состояний в зоне проводимости в приповерхностных слоях согласуются с аналогичными объемными параметрами, известными из литературы [3];

- определенные из экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ распределения дифференциальной плотности состояний в зоне проводимости в приповерхностных слоях ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$) согласуются с аналогичными объемными параметрами.

Перечисленные факты говорят о соответствии стехиометрического состава в приповерхностных слоях стехиометрическому составу в объеме исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$ и $0.20-0.22$) и о том, что в

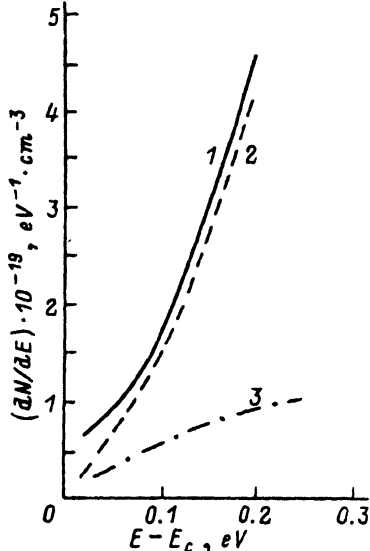


Рис. 3. Распределение дифференциальной плотности состояний в зоне проводимости ЦРТ ($x = 0.17$): 1 — в приповерхностном слое из экспериментальной ВФХ; 2 — в объеме для кейновского закона дисперсии, расчет; 3 — в объеме для параболического закона дисперсии, расчет.

приповерхностных слоях указанных эпитаксиальных пленок зона проводимости описывается кейновским законом дисперсии с эффективной массой электрона, по величине близкой к объемной, известной из [3].

Анализ показал, что правые ветви экспериментально полученных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ (рис. 1, 2) для всех эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16, 0.17$ и $0.20-0.22$) соответствуют поверхностным потенциалам, при которых сильное вырождение дырочного газа в приповерхностном слое (в ОПЗ) ЦРТ еще не происходит. Поэтому по правым ветвям экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ определить в приповерхностных слоях исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ характер закона дисперсии в валентной зоне и другие ее параметры, аналогично тому, как было сделано для зоны проводимости, невозможно.

Однако с помощью математического моделирования, путем сопоставления экспериментальных зависимостей $C_{sc}(V_s)$ с теоретическими (рассчитанными в параболическом или непараболическом приближении для валентной зоны тяжелых дырок с разными величинами эффективной массы тяжелой дырки m_{hh}^*), можно определить характер закона дисперсии в валентной зоне в приповерхностных слоях, а также оценить величину эффективной массы тяжелой дырки. Теоретически рассчитанная в классической модели в непараболическом (кейновском) [8] приближении закона дисперсии в зоне проводимости и параболическом приближении закона дисперсии в валентной зоне тяжелых дырок зависимость $C_{sc}(V_s)$ для ЦРТ ($x = 0.21$) с $N_a = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (для расчета брались параметры для объемных образцов: $m_c^* = 0.032 m_0$; $m_{hh}^* = 0.60 m_0$; $E_g = 0.310 \text{ эВ}$ и $\epsilon_{sc} = 17.0$) неплохо согласуется с измеренной в эксперименте для ЦРТ ($x = 0.20-0.22$) (рис. 2). Такая ситуация имеет место для всех исследованных эпитаксиальных пленок, а это позволяет утверждать, что в приповерхностных слоях исследованных эпитаксиальных пленок ЦРТ валентная зона тяжелых дырок описывается параболическим законом дисперсии с эффективной массой тяжелой дырки, близкой по величине к объемной, известной из [3].

В экспериментах на зависимостях емкости от потенциала была также обнаружена «ступенчатая» структура (рис. 1), которая имела место для всех исследованных узкощелевых эпитаксиальных пленок ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17). Такая ступенчатая структура, аналогичная ранее обнаруженной в работе [5] на кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.25$), по-видимому, является проявлением эффектов размерного квантования в ОПЗ ЦРТ ($x = 0.15, 0.16$ и 0.17). Однако это предположение требует дополнительных экспериментальных и теоретических исследований.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволяют сделать вывод, что в эпитаксиальных пленках узкощелевых ЦРТ ($0.15 < x < 0.22$) стехиометрический состав сохраняется вплоть до поверхности и что в приповерхностных слоях зона проводимости описывается непараболическим (кейновским) законом дисперсии, а валентная зона тяжелых дырок параболическим (обе с эффективными массами плотности состояний, близкими к соответствующим значениям для объемных образцов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В. Г. Савицкий, М. В. Милиянчук, Р. Н. Ковтун и др. В кн.: Тез. докл. респ. конф. «Структура и физические свойства тонких пленок», 150. Ужгород (1977).
- [2] Р. Н. Ковтун. Физ. электроника, вып. 24, 90 (1982).
- [3] K. Jozwikowski, A. Rogalski. Infr. Phys., 28, 101 (1988).
- [4] О. В. Романов, В. Б. Божевольнов, Ю. Н. Мясоедов и др. Электрохимия, 21, 667 (1985).
- [5] А. М. Яфясоф, В. Б. Божевольнов, А. Д. Перепелкин. ФТП, 21, 633 (1987).
- [6] А. М. Яфясов, В. В. Монахов, О. В. Романов. Вестн. ЛГУ. Сер. 4, вып. 1, 104 (1986).
- [7] М. В. Капитонов, О. В. Романов, А. М. Яфясов. ФТП, 17, 818 (1983).
- [8] И. М. Цидильковский. Зонная структура полупроводников. М. (1978).