

Фотоэлектроника: электронная база и технология

УДК 621.315.592

Расчет вольт-фарадных характеристик МДП-структур на основе ГЭС HgCdTe МЛЭ с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом

А. В. Войцеховский, С. Н. Несмелов, С. М. Дзядух, И. Д. Бурлаков, А. Ю. Селяков

Рассчитаны вольт-фарадные характеристики МДП-структур на основе эпитаксиального $n\text{-Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$ с учетом вырождения и непараболичности при разных аппроксимациях значений интегралов Ферми-Дирака. Оценена емкость, связанная с туннелированием через ловушки, для МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$. В результате численного решения уравнения Пуассона построены вольт-фарадные характеристики МДП-структур на основе эпитаксиального HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями, учет наличия которых необходим для правильной интерпретации экспериментальных данных.

PACS: 73.40Qv, 73.21As, 85.60Gz, 73.61Ga

Ключевые слова: МДП-структура, теллурид кадмия ртути, молекулярно-лучевая эпитаксия, вольт-фарадная характеристика.

Введение

Узкозонный твердый раствор $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ широко применяется для создания высокочувствительных инфракрасных детекторов, действующих в спектральных диапазонах окон прозрачности атмосферы 3—5 и 8—12 мкм [1].

При расчете идеальных вольт-фарадных характеристик (ВФХ) МДП-структур на основе узкозонного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ нельзя пользоваться традиционными выражениями, полученными для МДП-структур на основе невырожденного полупроводника, а необходим учет эффектов вырождения и непараболичности. Также существенный вклад в общую емкость МДП-структур на основе узкозонного $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,21\text{—}0,23$) могут

вносить эффекты туннельной генерации — рекомбинации через ловушки. Подобные упрощенные расчеты идеальных ВФХ проведены для однородных полупроводниковых структур на основе HgCdTe, выращенного объемными методами [2]. В настоящее время распространено создание гетероструктур с варизонными слоями с повышенным составом вблизи границ раздела HgCdTe с поверхностью и подложкой, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Это позволяет снизить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда в объеме эпитаксиальной пленки [1, 2]. Теоретические и экспериментальные исследования свойств МДП-структур на основе HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями актуальны в связи с необходимостью пассивации поверхности приборов микро- и оптоэлектроники на основе HgCdTe. Для корректного определения параметров диэлектрика и границы раздела на основании измерений электрофизических характеристик МДП-структур на основе варизонного HgCdTe необходима методика расчета идеальных ВФХ МДП-структур на основе варизонного полупроводника. Целью данной работы является расчет емкостных характеристик МДП-структур на основе гетероэпитаксиального HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с учетом эффектов вырождения и непараболичности, туннелирования через ловушки, а также для структур с приповерхностными варизонными слоями с повышенным содержанием (составом) CdTe.

Войцеховский Александр Васильевич, зав. отделением.
Несмелов Сергей Николаевич, старший научный сотрудник.
Дзядух Станислав Михайлович, младший научный сотрудник.
 Обособленное структурное подразделение "Сибирский физико-технический институт Томского государственного университета".
 Россия, 634050, Томск, пл. Новособорная, 1.
 Тел. (3822) 41-27-72. E-mail: vav@elefot.tsu.ru
Бурлаков Игорь Дмитриевич, начальник НИЦ.
Селяков Андрей Юрьевич, старший научный сотрудник.
 ФГУП «НПО "Орион"».
 Россия, 111123, Москва, Шоссе Энтузиастов, 46/2.
 Тел. (495) 374-51-41. E-mail: ayusel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 января 2011 г.

© Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Бурлаков И. Д., Селяков А. Ю., 2011

Расчет вольт-фарадных характеристик МДП-структур на основе HgCdTe с учетом эффектов вырождения и непараболичности

При расчете идеальных ВФХ МДП-структур на основе HgCdTe необходимо учитывать возможность вырождения полупроводника (для определения концентраций носителей использовать статистику Ферми—Дирака), а также учитывать непараболичность энергетических зон. Нами проведены расчеты низкочастотных идеальных ВФХ МДП-структур на основе HgCdTe при различных концентрациях основных носителей и составах. Расчет проводился при использовании модели, изложенной в работе [3]. При построении вольт-фарадной характеристики используются значения интегралов Ферми—Дирака следующих порядков: 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2. При расчетах использованы два подхода к аппроксимации интегралов Ферми—Дирака:

применение квадратурной формулы Лагерра [4] для малых значений аргумента (меньше 5), при больших значениях аргумента использовались аппроксимационные формулы [5] (формула 1);

применение аппроксимационных формул, полученных в работах [6, 7] (формула 2).

Следует отметить, что в работе [6, 7] приводятся аппроксимационные формулы для интегралов Ферми—Дирака:

$$F_j(x) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^j d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - x)}. \quad (1)$$

Такие интегралы протабулированы, например, в монографии [8].

В выражении для емкости HgCdTe входят интегралы в следующей форме:

$$F_j(x) = \int_0^\infty \frac{\varepsilon^j d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - x)}. \quad (2)$$

Такие интегралы протабулированы, например, в монографии [5].

Для корректного использования аппроксимации [6, 7] необходимо домножать аппроксимационные выражения на соответствующие значения гамма-функции. Нами проведено сравнение значений интегралов Ферми—Дирака с полными индексами, рассчитанными при разных аппроксимациях. Установлено, что в широком диапазоне значений аргумента, превышающих 15, ошибка вычисления интегралов по формуле 1 не превышает 0,01 % при максимальной ошибке при малых положительных значениях аргумента для индекса 7/2, равной 8 %.

На рис. 1 приведены вольт-фарадные характеристики МДП-структур на основе $n\text{-Hg}_{0,77}\text{Cd}_{0,23}\text{Te}$,

рассчитанные при разных концентрациях основных носителей при температуре 77 К и емкости диэлектрика 100 пФ. Линиями показаны кривые, рассчитанные при использовании аппроксимационной формулы 1, точками показаны кривые, рассчитанные при использовании аппроксимационной формулы 2.

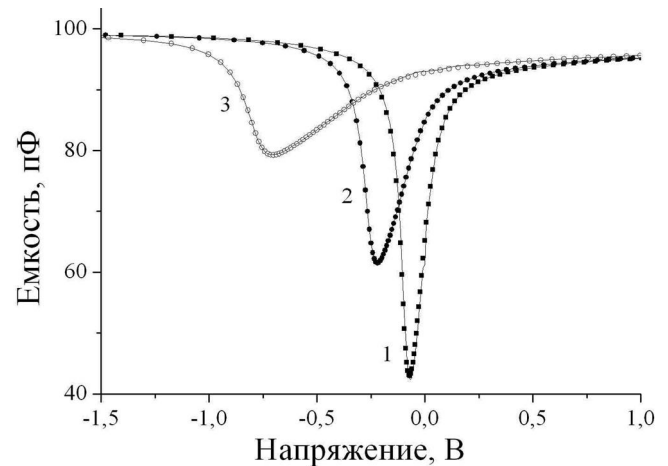


Рис. 1. Вольт-фарадные характеристики МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0,23$, 77 К, емкость диэлектрика 100 пФ) при концентрациях основных носителей 10^{14} см^{-3} (кривая 1), 10^{15} см^{-3} (2), 10^{16} см^{-3} (3), рассчитанные с учетом эффектов вырождения и непараболичности при помощи аппроксимационной формулы 1 (линии) и аппроксимационной формулы 2 (точки)

Таким образом, использование аппроксимационной формулы 2 [6, 7] позволяет повысить точность расчета идеальных вольт-фарадных характеристик МДП-структур с учетом вырождения и непараболичности, но различия с кривыми, рассчитанными при помощи аппроксимационной формулы 1 [4, 5], меньше ошибки измерения емкости в традиционных экспериментальных установках.

Расчет емкости, связанной с туннелированием через ловушки в области пространственного заряда

Для структур на основе узкозонного HgCdTe с областями пространственного заряда (ОПЗ) типичен фундаментальный механизм темнового тока — туннелирование через ловушки или глубокие уровни [9, 10]. Оценим влияние туннелирования через ловушки на емкость МДП-структуры. В общем случае любой процесс генерации носителей в приповерхностной области полупроводника можно охарактеризовать дифференциальной емкостью и проводимостью в общей проводимости МДП-структуры. При наличии глубоких примесных центров в запрещенной зоне HgCdTe существенный вклад в общую проводимость МДП-струк-

туры дают процессы туннельной генерации носителей через глубокие уровни в зону проводимости. В работе [2] отмечается, что энергетическое положение глубоких уровней в p -HgCdTe таково, что перезарядка глубоких уровней происходит при обедняющих потенциалах, а при инверсии эти уровни не дают вклад в проводимость МДП-структур, что проявляется в насыщении полевой зависимости фотоЭДС в сильной инверсии для p -HgCdTe.

Найдем выражение для зарядовой емкости, определяемой туннелированием носителей заряда с глубоких уровней в зону проводимости, и оценим ее вклад в общую емкость МДП-структуры. Выражение для темнового потока носителей при туннелировании через энергетические состояния в зону проводимости имеет следующий вид [11]:

$$J_1 = W N_R \frac{\gamma_p p_1 \omega N_c}{\gamma_p p_1 + \omega N_c},$$

где W — ширина ОПЗ;

N_R — концентрация глубоких уровней;

ωN_c — скорость туннелирования с глубоких уровней;

$\gamma_p p_1$ — скорость тепловых забросов дырок на глубокий уровень.

Скорость туннелирования может быть представлена следующим выражением [2]:

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q m_e E_s M^2}{h^3 (E_g - E_R)} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_e} (E_g - E_R)^{3/2}}{3q\hbar E_s} \right],$$

где m_e — эффективная масса электрона;

q — заряд электрона;

E_g — ширина запрещенной зоны;

h — постоянная Планка;

E_s — напряженность электрического поля в ОПЗ полупроводника;

\hbar — приведенная постоянная Планка;

E_R — энергетическое положение глубокого уровня;

M — матричный элемент.

Выражение для матричного элемента имеет следующий вид:

$$M = \frac{2\hbar^2 \sqrt{2\pi} \left(\frac{2m_0}{h^2} \right)^{1/4} E_g}{m_0 E_R^{3/4}},$$

где m_0 — масса покоя электрона. Величина матричного элемента M связана с потенциалом ловушки. Показано, что величина M^2 , примерно равная 10^{-23} эВ·см⁻³, вычисленная для кремния, практически не отличается от соответствующей величины для узкозонного полупроводника HgCdTe. Напряженность электрического поля в ОПЗ и ширина ОПЗ представляются в следующем виде [12]:

$$E_s = \sqrt{\frac{2q n_0 \varphi_s}{\varepsilon \varepsilon_0}}, \quad W = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_s}{q n_0}},$$

где ε — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ε_0 — электрическая постоянная;

n_0 — концентрация электронов в объеме эпитаксиальной пленки;

φ_s — поверхностный потенциал.

Расчет величины p_1 проводился по следующей формуле:

$$p_1 = N_v \cdot \exp \left[-\frac{qE_R}{kT} \right],$$

где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, которая, согласно [12], для HgCdTe равна $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ при 77 К.

Величину заряда неосновных носителей в инверсионном слое, накопленном в течение времени туннельного процесса — τ_T , найдем как произведение:

$$Q = q A J \tau_1,$$

где A — площадь металлического электрода, $\tau_1 = 1/2\pi f$, представляет период измерительного сигнала, f — частота измерительного сигнала в Гц.

Дополнительная емкость, обусловленная туннелированием, находится как производная от величины накопленного заряда по поверхностному потенциалу — φ_s , т. е. при достаточно малом изменении поверхностного потенциала определяется выражением:

$$C_T = \frac{qA (J(\varphi_s) - J_1(\varphi_s + \Delta\varphi_s)) \tau_1}{\Delta\varphi_s}.$$

Полученные формулы верны для случая, когда перезарядка глубоких уровней проходит за время большее, чем период тестового сигнала. В большинстве случаев это реализуется, поскольку время перезарядки глубоких уровней $\tau_T = 1/\omega N_c$ является величиной обратной скорости туннелирования и может быть достаточно большой при малом значении скорости туннелирования. В случае ограничения туннельной рекомбинации через глубокие уровни скоростью туннельных переходов рабочие частоты, превышающие 100 Гц, оказываются достаточно высокими по сравнению с частотой $1/\tau_T$.

Поскольку процесс туннелирования через глубокие уровни зависит от распределения потенциала $\varphi(x)$, то для нахождения полного потока туннельной генерации через глубокие уровни численно находился интеграл:

$$J = \int_0^W \int_{E_c}^{E_v} j_0(\varphi(x), N_R(E_R, x)) dE_R dx,$$

где j_0 — удельная плотность тока (в А/см²) туннельной генерации через глубокие уровни с энергией E_R и координатой относительно границы раздела диэлектрик—полупроводник x , которая, в свою очередь, определяется выражением:

$$j_0 = N_R \frac{\gamma_p P_1(E_R) \omega N_c(E_R, \varphi(x))}{\gamma_p P_1(E_R) + \omega N_c(E_R, \varphi(x))}.$$

Распределение потенциала в ОПЗ находилось в результате численного решения уравнения Пуассона. На рис. 2 приведены зависимости емкости, связанной с туннелированием через ловушки, от поверхностного потенциала при различных энергетических положениях уровня для концентрации основных носителей (электронов) $n = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, составе $x = 0,225$, концентрации глубоких уровней $N_R = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³, коэффициенте захвата дырок на глубокий уровень $\gamma_p = 10^{-10}$ см³/с и частоте измерительного сигнала 100 Гц.

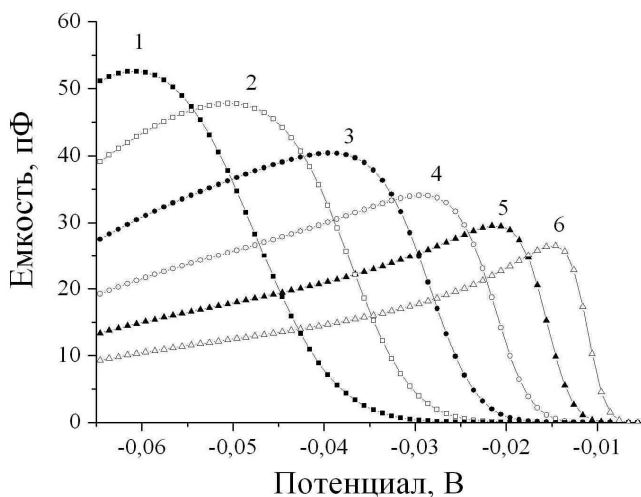


Рис. 2. Зависимости емкости туннелирования через глубокие уровни от поверхностного потенциала при энергиях глубокого уровня $E_R = E_V + 0,09$ эВ (кривая 1), $E_R = E_V + 0,0925$ эВ (2), $E_R = E_V + 0,095$ эВ (3), $E_R = E_V + 0,0975$ эВ (4), $E_R = E_V + 0,1$ эВ (5), $E_R = E_V + 0,1025$ эВ (6)

Из рис. 2 видно, что при увеличении энергии глубокого уровня относительно потолка валентной зоны уменьшается величина емкости в максимуме, а максимум емкости смещается в область меньших (обедняющих) напряжений. На низких частотах емкость, связанная с туннелированием через ловушки, может вносить заметный вклад в измеряемую емкость. Отметим, что на экспериментальных вольт-фарадных характеристиках МДП-структур на основе n -HgCdTe часто наблюдаются максимумы в области обеднения — слабой

инверсии, которые могут быть связаны с туннельной перезарядкой глубоких уровней.

Расчет вольт-фарадных характеристик МДП-структур на основе HgCdTe МЛЭ с приповерхностными слоями с повышенным составом CdTe

Часто при создании инфракрасных фотодетекторов на основе эпитаксиального $Hg_{1-x}Cd_xTe$ на поверхности создают варизонные слои с повышенным составом CdTe для уменьшения влияния поверхностной рекомбинации на время жизни носителей в объеме полупроводника. В этом случае при построении идеальной ВФХ нельзя использовать выражения, полученные для однородного полупроводника. Получить аналитические выражения для ВФХ в случае наличия приповерхностного варизонного слоя невозможно. Построить идеальные ВФХ можно путем численного решения (например, методом стрельбы или методом конечных разностей) одномерного уравнения Пуассона [13, 14]. Математически следует решить краевую задачу для нелинейного дифференциального уравнения второго порядка. В общем случае, уравнение Пуассона можно записать в виде:

$$\frac{d(\epsilon_s(z) d\varphi/dz)}{dz} = -q\rho(z, \varphi),$$

где $\rho(z, \varphi)$ — плотность индуцированного заряда в ОПЗ;

$\epsilon_s(z)$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, которая может зависеть от координаты для варизонного полупроводника.

$$\frac{d(\epsilon_s(z) d\varphi/dz)}{dz} = -q[p_0(z)(e^{-\beta\varphi} - 1) - n_0(e^{\beta\varphi} - 1)].$$

При расчете использовалось допущение локальной электронейтральности, учет варизонности осуществлялся путем изменения по координате диэлектрической проницаемости, ширины запрещенной зоны и собственной концентрации носителей заряда.

Граничные условия могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= \varphi_s, \\ \varphi(\infty) &= \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z \rightarrow \infty} = 0. \end{aligned}$$

В ходе выполнения работы написана программа для численного решения уравнения Пуассона методом стрельбы.

Емкость МДП-структуры — производная от индуцированного поля заряда ОПЗ. При расчете низкочастотной ВФХ учитывалось полное изменение заряда, индуцированного в ОПЗ. При расчете высокочастотной ВФХ при подаче малого тестового сигнала учитывалось изменение только заряда основных носителей. На рис. 3 приведены низкочастотные экспериментальные и идеальные ВФХ для МДП-структур на основе n -HgCdTe с варизонным слоем и без варизонного слоя. Давшая хорошее согласие с экспериментом аппроксимация распределения состава по толщине пленки получена при использовании формулы

$$x(L) = A_1 \exp\left(-\frac{z}{B_1}\right) + x_1, \text{ где } L \text{ — расстояние от}$$

границы раздела, x_1 — состав в рабочем слое, A_1 и B_1 — коэффициенты, определяющие профиль состава в приповерхностном слое.

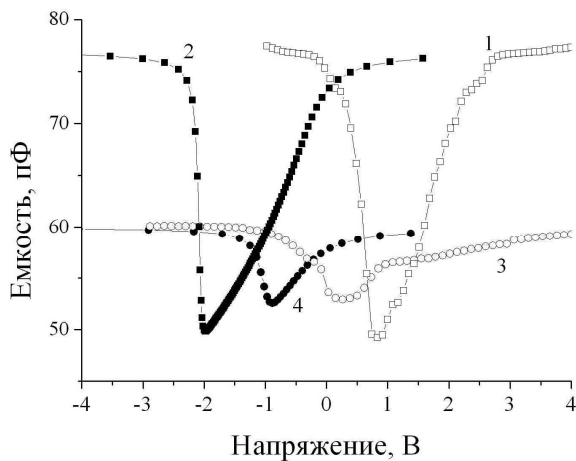


Рис. 3. Экспериментальные (кривые 1 и 3) и идеальные (2 и 4) низкочастотные ВФХ МДП-структуры на основе n -Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te ($n=10^{16}$ см⁻³) с варизонным слоем (1, 2) и без варизонного слоя (3, 4)

На рис. 4 приведены расчетные низкочастотные и высокочастотные ВФХ для МДП-структур на основе n -Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te ($n = 1,9 \cdot 10^{14}$ см⁻³) с варизонным слоем и без варизонного слоя. Из рис. 3 и 4 видно, что для экспериментальных и идеальных ВФХ МДП-структур на основе HgCdTe с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом типичен более глубокий и широкий провал на низкочастотной ВФХ по сравнению со структурами без варизонного слоя. Более глубокий и широкий провал для МДП-структур на основе HgCdTe с варизонным слоем связан с тем, что в варизонных структурах в сильной инверсии достигаются большие значения поверхностного потенциала, чем в структурах без варизонного слоя. Увеличение значений поверхностного потенциала в сильной инверсии связано с уменьшением собственной концентрации в широкозонном приповерхностном слое.

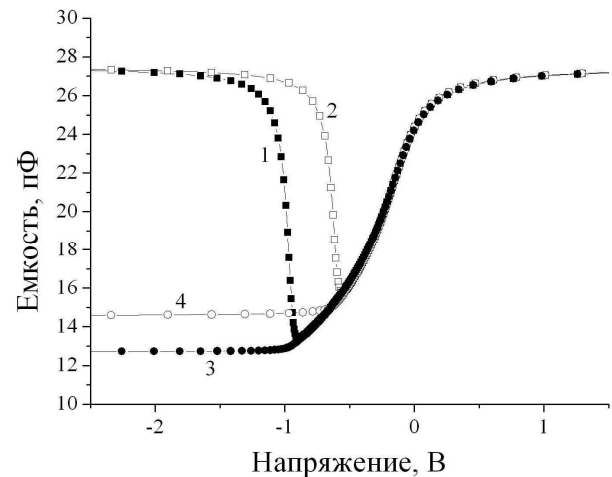


Рис. 4. Идеальные низкочастотные (кривые 1 и 2) и высокочастотные (3 и 4) ВФХ для МДП-структур на основе n -Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te с варизонным слоем (1, 3) и без варизонного слоя (2, 4)

Как следует из рис. 4, для высокочастотных ВФХ МДП-структур с приповерхностными варизонными слоями с повышенным составом типично насыщение емкости в сильной инверсии на меньшем уровне, чем в структурах без варизонного слоя. На рис. 5 приведены зависимости емкости МДП-структуры (при емкости диэлектрика 27,5 пФ и площади полевого электрода 0,3 мм²) и емкости ОПЗ полупроводника в сильной инверсии от концентрации основных носителей заряда для случая наличия и отсутствия приповерхностного варизонного слоя с повышенным составом. Из рис. 5 видно, что высокочастотная емкость МДП-структуры в сильной инверсии растет при увеличении концентрации основных носителей, причем емкость структуры с варизонным слоем меньше емкости структуры без варизонного слоя.

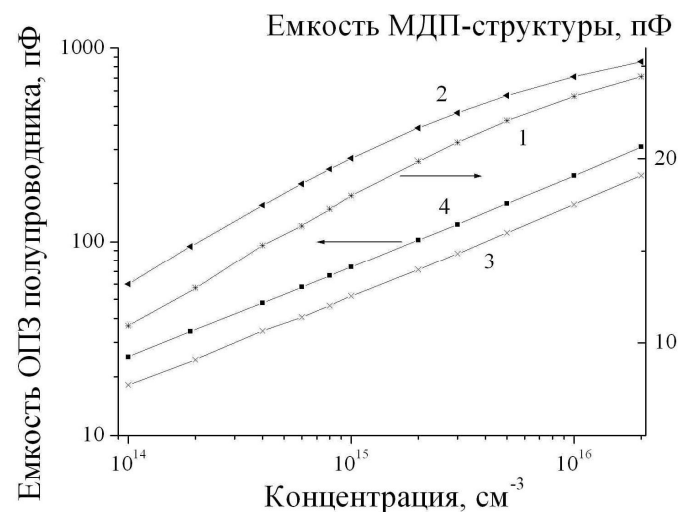


Рис. 5. Зависимость емкости МДП-структуры на основе n -Hg_{0,69}Cd_{0,31}Te с варизонным слоем (кривая 1) и без варизонного слоя (2), а также зависимость емкости области пространственного заряда полупроводника с варизонным слоем (3) и без варизонного слоя (4) от концентрации основных носителей заряда

На рис. 6 показаны экспериментальная и идеальная ВФХ для МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{0,69}\text{Cd}_{0,31}\text{Te/CdTe-SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ с варизонным слоем. Идеальная кривая сдвинута для наглядности в область отрицательных напряжений. Для этой структуры состав на поверхности достигал $x = 0,43$, состав в рабочем слое $x_1 = 0,31$, а коэффициенты A_1 и B_1 из формулы для аппроксимации распределения состава $x(L)$ составляли 0,12 и 0,32 мкм, соответственно. Отметим, что учет наличия варизонного слоя при расчете плотности поверхностных состояний или концентрации легирующей примеси необходим, поскольку варизонный слой определяет значение высокочастотной емкости в сильной инверсии. Для данной структуры концентрация примеси составила $1,9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и средняя плотность поверхностных состояний в обеднении слабой инверсии не превышает $10^{11} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, а в слабом обогащении достигает $3 \cdot 10^{12} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Минимальная плотность поверхностных состояний достигается в обеднении, вблизи напряжения плоских зон, и составляет $5 \cdot 10^{10} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

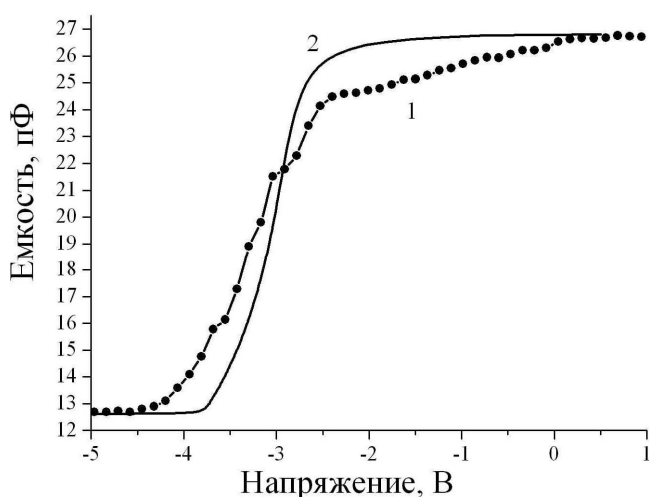


Рис. 6. Экспериментальная (кривая 1) и идеальная (2) ВФХ для МДП-структуры на основе $n\text{-Hg}_{0,69}\text{Cd}_{0,31}\text{Te/CdTe-SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ с варизонным слоем

Заключение

Произведен расчет вольт-фарадных характеристик МДП-структур на основе эпитаксиального HgCdTe с учетом вырождения и непараболичности при различных аппроксимациях интегралов Ферми—Дирака, и показано, что эффекты вырождения и непараболичности приводят к уменьшению емкости в режиме обогащения для МДП-структур на основе электронного полупроводника.

Рассчитана емкость, связанная с туннелированием через ловушки, для $n\text{-Hg}_{0,775}\text{Cd}_{0,225}\text{Te}$, и показано, что при расположении глубоких уровней примерно на 0,09—0,1 эВ выше дна зоны проводимости возможен существенный вклад емкости туннелирования в измеряемую емкость на низких частотах измерительного сигнала.

В результате численного решения уравнения Пуассона построены идеальные низкочастотные и высокочастотные ВФХ МДП-структур на основе варизонного HgCdTe , выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Зависимости потенциала от напряжения, а также ВФХ существенно различаются для МДП-структур на основе однородного и варизонного материала в режиме инверсии.

Показано, что для правильной обработки экспериментальных данных необходимо построение идеальных низкочастотных и высокочастотных характеристик с учетом наличия приповерхностных варизонных слоев с повышенным составом. Проведено сравнение экспериментальных и идеальных ВФХ для МДП-структуры $n\text{-Hg}_{0,69}\text{Cd}_{0,31}\text{Te/CdTe-SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ и методом Термана определена плотность поверхностных состояний при построении идеальной характеристики по предложенной методике.

Литература

1. Овсяк В. Н., Курьшев Г. Л., Сидоров Ю. Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. — Новосибирск: Наука, 2001.
2. Антонов В. В. // Дисс. на соис. ученой степени канд. физ.-мат. наук. — Томск, 1985.
3. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Кульчицкий Н. А. // Материалы 16-го Междунар. симпозиума "Тонкие пленки в электронике". — М.: Техномаш, 2004. С.141.
4. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1970.
5. Фистуль В. И. Сильно легированные полупроводники. — М.: Наука, 1967.
6. Van Halen P., Pulfrey D. L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. No. 12. P. 5271.
7. Van Halen P., Pulfrey D. L. // Ibid. 1986. V. 59. No. 6. P. 2264.
8. Блекмор Дж. Статистика электронов и дырок в полупроводниках. — М.: Мир, 1964.
9. Ottagio J. P. // IEEE Transaction on Electron Devices. 1990. V. 37. No. 1. P. 141.
10. Селяков А. Ю., Пономаренко В. П. // Прикладная физика. 2003. № 2. С. 87.
11. He W., Celik-Butler Z. // Solid-State Electronics. 1996. V. 39. No. 1. P. 127.
12. Kinch M. A. // Semiconductors and Semimetals. 1981. V. 18. P. 313ю
13. Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Дзядух С. М., Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Ю. Г., Васильев В. В. // ФТП. 2008. № 11. С.1327.
14. Бузанева Е. В. Микроструктуры интегральной электроники. — М.: Радио и связь, 1990.

Calculation of capacitance-voltage characteristics for the MIS-structures based on heteroepitaxial HgCdTe MBE with near-surface graded-gap layers with elevated composition

A. V. Voitsekhovskiy, S. N. Nesmelov, S. M. Dzyadukh
ASD "SPTI TSU",
1 Novosobornaya str., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vav@elefot.tsu.ru

I. D. Burlakov, A. Yu. Selyakov
Orion R&D Association,
46/2, Enthuziastov shosse, Moscow, 111123, Russia
E-mail: ayusel@mail.ru

The capacitance-voltage characteristics of MIS-structures based on epitaxial $n\text{-Hg}_{0.77}\text{Cd}_{0.23}\text{Te}$ taking into account the degeneracy and non-parabolicity at various approximations of values of integrals of the Fermi—Dirac were calculated. The capacitance of tunneling via a trap for the MIS-structures based on $n\text{-Hg}_{0.775}\text{Cd}_{0.225}\text{Te}$ was estimate. As a result of the numerical solution of Poisson's equation constructed of capacitance-voltage characteristics of MIS-structures based on HgCdTe with near-surface graded-gap layer. It is shown that the account of presence of graded-gap layer is necessary for correct interpretation of experimental data.

PACS: 73.40Qv, 73.21As, 85.60Gz, 73.61Ga

Keywords: MIS-structure, mercury cadmium telluride, molecular-beam epitaxy, capacitance-voltage characteristic.

Bibliography — 14 references.

Received January 20, 2011