

УДК 621.383.4

Особенности изгиба зон на поверхности варизонного $Hg_{1-x}Cd_xTe$

А. В. Предеин, В. В. Васильев

Представлены численные расчеты распределения потенциала в поверхностном варизонном слое $HgCdTe$ p -типа. Уравнение Пуассона было решено как нелинейное интегрально-дифференциальное уравнение с учетом непараболичности зоны проводимости. Построены энергетические зонные диаграммы при изменении легирования, ширины варизонной области и поверхностного потенциала. Рассчитаны характеристики МДП-структуры и определены условия возникновения инверсионного слоя в планарных и на p фотодиодах на основе варизонного p - $HgCdTe$.

PACS: 73.61.Ga, 73.43.Qv, 73.20.At, 73.21.Ac

Ключевые слова: варизонный слой, $HgCdTe$, ВФХ, зонная диаграмма, численные расчеты.

Введение

Теллурид кадмия-ртути (КРТ) $Hg_{1-x}Cd_xTe$ является материалом, позволяющим изготавливать на его основе матричные и линейчатые фотоприемники с высокими характеристиками для получения тепловых изображений в инфракрасном диапазоне 3—5 и 8—14 мкм [1]. Выращивание слоя $HgCdTe$ методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) позволяет получать заданный профиль состава по толщине слоя. Профиль состава с плавно увеличивающимся содержанием кадмия на поверхности слоя КРТ (рис. 1, б) позволяет улучшить характеристики создаваемых на его основе фотодиодов [2]. В общем случае, в структуре планарного n на p фотодиода (рис. 1, а) к области p - n -перехода примыкают две МДП-области (металл-диэлектрик — n - $HgCdTe$ и металл-диэлектрик — p - $HgCdTe$), а также область диэлектрик — p - $HgCdTe$. Разность работ выхода электрона из металла и полупроводника, подача потенциала на металл, наличие встроенного заряда в диэлектрике могут привести к возникновению инверсионных слоев на поверхности полупроводника, а также к исчезновению барьера для электронов, создаваемого варизонным слоем.

Известны работы, посвященные изучению формирования барьеров в варизонных $Hg_{1-x}Cd_xTe$ -гетеропереходах численными методами [3, 4]. В данной работе исследовались возможности образования инверсионных слоев и исчезновения барьеров в поверхностном варизонном слое p - $HgCdTe$

произвольного профиля. Распределение электростатического потенциала $\psi(z)$ при различном поверхностном потенциале было найдено путем численного решения уравнения Пуассона. Статистика Ферми–Дирака использовалась для определения концентрации электронов и дырок. Для плотности состояний в зоне проводимости использовалось выражение, учитывающее непараболичность зоны.

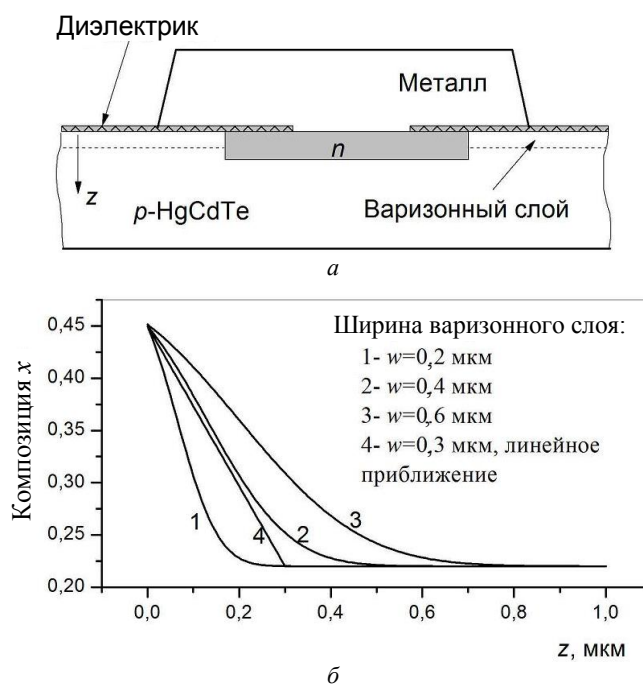


Рис. 1. Профиль состава:

а — структура планарного фотодиода; б — композиционные профили поверхностного слоя $Hg_{1-x}Cd_xTe$, используемые в численных расчетах

Сначала было изучено влияние смещения полки валентной зоны $\Delta E_V^0 = 0,35$ эВ при переходе от $HgTe$ к $CdTe$ на равновесное распределение потенциала в поверхностном варизонном слое p - $HgCdTe$. Дальнейшие расчеты проводились с использованием правила общего аниона: $\Delta E_V^0 = 0$. По результатам вычислений построены энергетиче-

Предеин Александр Владиленович, ведущий инженер.
Васильев Владимир Васильевич, заведующий лабораторией.
Институт физики полупроводников СО РАН.
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Ак. Лаврентьева, 13.
Тел. (783) 333-10-82. E-mail: alpred@thermo.isp.nsc.ru

Статья поступила в редакцию 20 января 2011 г.

ческие зонные диаграммы, рассчитаны зависимости между напряжением на металлическом электроде и поверхностным потенциалом для МДП-структуры p -HgCdTe/SiO₂/Si₃N₄/металл. Вычисления были произведены для нескольких различных уровней легирования, композиционных профилей слоя p -HgCdTe и толщин диэлектрика. Определены условия, приводящие к возникновению инверсионных слоев, для реальных МДП-областей в планарном фотодиоде (см. рис. 1, а). В дополнение был произведен расчет вольтфарадных характеристик (ВФХ) для идеальной МДП-структуры с варизонным p -HgCdTe при варьировании параметров полупроводника и диэлектрика, что существенно дополняет результаты расчетов ВФХ подобных МДП-структур, приведенных в работах [5, 6].

Теория

Выражения для энергии (в эВ) потолка валентной зоны и дна зоны проводимости в зависимости от расстояния от поверхности z можно записать в виде следующих соотношений:

$$E_V = \Delta E_V^0 - \psi; \quad E_C = E_V + E_g,$$

где $E_V^0(z)$ — исходная зависимость энергии потолка валентной зоны от расстояния при отсутствии объемных зарядов, т. е. при отсутствии выравнивания уровня Ферми в структуре;

$E_g(z)$ — ширина запрещенной зоны;

$\psi(z)$ — электростатический потенциал.

Выберем за ноль энергии положение потолка валентной зоны вдали от поверхности при $z = L$. Величина энергии Ферми E_F определяется из концентрации p_0 дырок при $z = L$:

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_V}{p_0} \right),$$

где N_V — эффективная плотность состояний в валентной зоне;

q — заряд электрона;

$p_0 = N_A - N_D$; N_A, N_D — концентрации акцепторов и доноров, соответственно.

Предполагаем, что все доноры и акцепторы ионизированы. Уравнение Пуассона может быть записано так

$$\frac{1}{q} \frac{d}{dz} \left(\varepsilon \frac{d\psi}{dz} \right) = N_A - N_D + n - p. \quad (1)$$

Уравнение (1) решалось при граничных условиях $\psi(L) = 0$ и $\psi(0) = \psi_s$, где ψ_s — задаваемый поверхностный потенциал. Уравнение Пуассона является нелинейным интегрально-дифференциальным уравнением, так как концентрации элект-

тронов и дырок являются функциями решения $\psi(z)$ и для их нахождения используется статистика Ферми—Дирака

$$n = \int_0^\infty \frac{dn}{dE} \{ \exp[q(E - (E_F - E_C)) / kT] + 1 \}^{-1} dE, \quad (2)$$

$$p = N_V \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty E^{1/2} \{ \exp[q(E - (E_V - E_F)) / kT] + 1 \}^{-1} dE.$$

Для плотности энергетических состояний в зоне проводимости использовалось выражение из работы [7], учитывающее непараболичность зоны:

$$\frac{dN}{dE} = (2\pi^2)^{-1} \left[\frac{2m_c(0)}{\hbar^2} \right]^{3/2} E^{1/2} (1 + E/E_g)^{1/2} \times \\ \times (1 + 2E/E_g).$$

Выражения для плотности состояний $N_V = 2,033 \cdot 10^{15} \cdot T^{3/2}$, диэлектрической проницаемости $\varepsilon = (20 - 9,4x)\varepsilon_0$ и эффективной массы плотности состояний в минимуме зоны проводимости $m_c(0)$ взяты из работы [4], а для E_g — из [1]. Композиционный профиль задавался при помощи erfс-функции: $x = x_0 + \Delta x(1 - 0,5 \cdot \text{erfc}(2(z - z_c)/w))$, где $x_0 = 0,22$, а $\Delta x, z_c, w$ — соответственно, амплитуда, координата центра и ширина ступеньки erfс-функции.

Результаты и обсуждение

Уравнение (1) заменялось разностным и решалось численно итерационным методом сверхрелаксации [8]. При расчетах принимали: $L = 1$ мкм, $T = 78$ К, $N_D = 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\varepsilon = \varepsilon(0,22) = \text{const}$.

Расчет равновесного потенциала при разнице ионизационных потенциалов HgTe и CdTe $\Delta E_V^0 = 0,35$ эВ

Сначала были произведены расчеты равновесной энергетической диаграммы p -HgCdTe с варизонным поверхностным слоем в предположении ненулевого смещения потолка валентной зоны при переходе от HgTe к CdTe. Краткий обзор результатов измерения и вычисления ΔE_V^0 есть в работе [3]. Нами было выбрано максимальное значение, равное $\Delta E_V^0 = 0,35$ эВ. Изменение E_V^0 от состава считали линейным: $E_V^0(x) = -\Delta E_V^0(x - x_0)$. Граничное условие (т. е. величина потенциала ψ_s) заранее не известно и подбиралось так, чтобы приемлемо выполнялось условие равенства нулю суммарного объемного заряда Q_s , отнесенного к единице площади полупроводника. Путем последовательного уменьшения интервала $\Delta\psi_s$, на границах которого заряд Q_s изменял знак, определялся потенциал ψ_s , при котором $|Q_s| < 10^{-12}$ Кл и $\Delta\psi_s/\psi_s < 0,01$ %.

На рис. 2 приведены результаты расчета изгиба потолка валентной зоны для разных профилей состава x . Градиент $E_V^0(z)$ приводит к тому, что дырки перемещаются от поверхности в область с меньшей шириной запрещенной зоны, пока не выровняется уровень Ферми по всей структуре. Величины амплитуд и ширины пиков $E_V(z)$ для кусочно-линейного профиля показывают отличное совпадение с результатами аналитических вычислений для линейных поверхностных варизонных структур HgCdTe [9], что подтверждает правильность работы программы. Для профиля вида erfc-функции дырки сильнее "размазываются" на границе варизонной области и амплитуда пика $E_V(z)$ при $z = 0,3$ мкм значительно уменьшается (см. рис. 2, б). Ввиду малости изгиба потолка валентной зоны, $|E_V(z)| < 7$ мэВ, в дальнейших расчетах примем $\Delta E_V^0 = 0$.

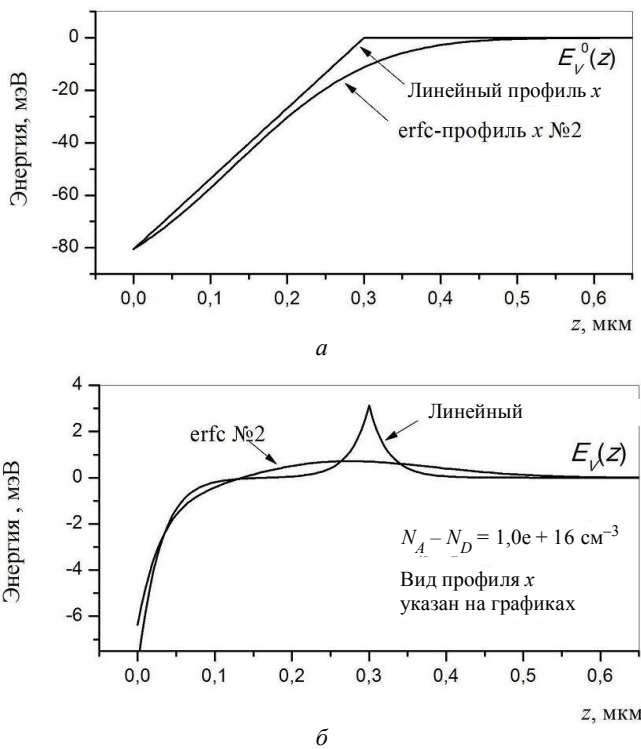


Рис. 2. Энергия потолка валентной зоны в варизонном p-HgCdTe (при величине смещения потолка валентной зоны от HgTe к CdTe, $\Delta E_V^0 = 0,35$ В):
 а — исходное состояние при отсутствии объемных зарядов;
 б — в равновесном состоянии

**Решение уравнения (1)
 при $\psi_S = 0,1—0,6$ В и $\Delta E_V^0 = 0$**

В дальнейших расчетах применялось правило общего аниона $\Delta E_V^0 = 0$. По результатам решения уравнения (1) при различных поверхностных потенциалах ψ_S , концентрациях акцепторов N_A и ширине варизонной области w построены энергетические зонные диаграммы (рис. 3.) При фиксированных N_A и w (см. рис. 3, а) происходит переход от режима слабой инверсии поверхности, т. е.

при $0,4 \text{ В} > \psi_S > 0,2 \text{ В}$, к режиму сильной инверсии при $\psi_S > 0,44 \text{ В}$, когда поверхностная концентрация электронов становится равной исходной концентрации дырок, согласно расчету по формуле (2). При $\psi_S > 0,4 \text{ В}$ исчезает максимум в зоне проводимости, являющийся барьером для неосновных носителей заряда — электронов. Когда $\psi_S > 0,5 \text{ В}$, существенный изгиб зон происходит только вблизи поверхности, а именно, при $z < 0,02$ мкм, так как электроны в этом слое экранируют более глубокие области структуры от воздействия электрического поля.

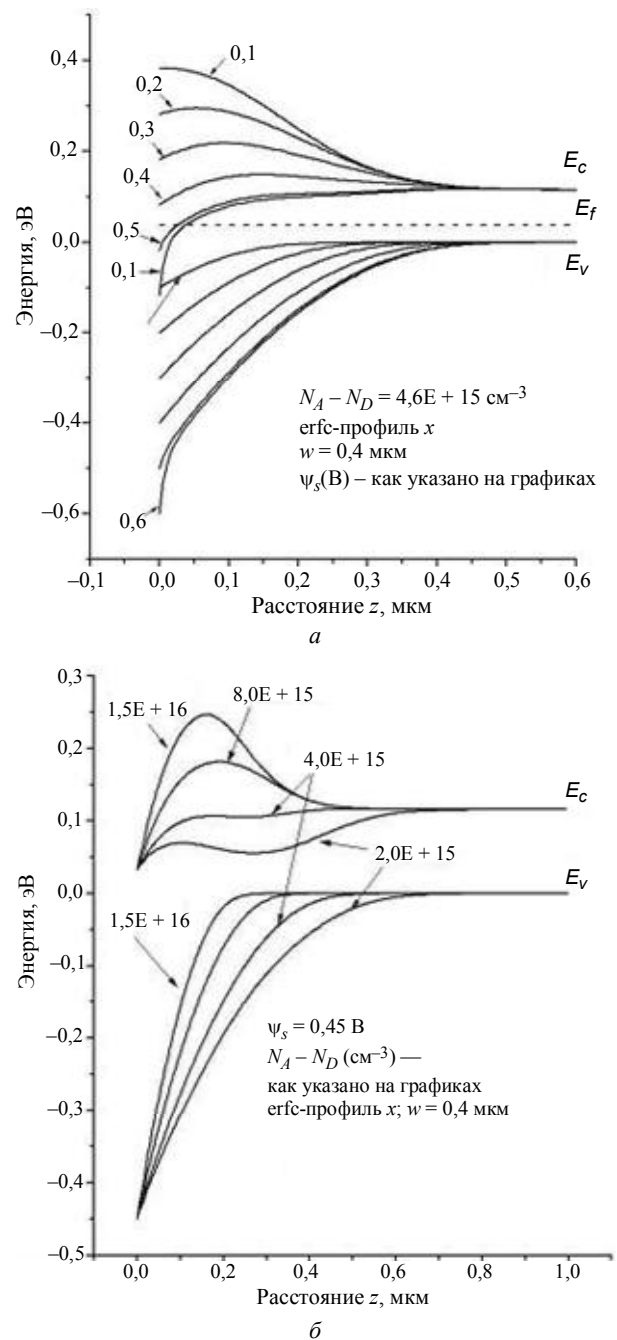


Рис. 3. Энергетические диаграммы варизонной структуры p-HgCdTe:
 а — при различных поверхностных потенциалах ψ_S ;
 б — при различных уровнях легирования N_A

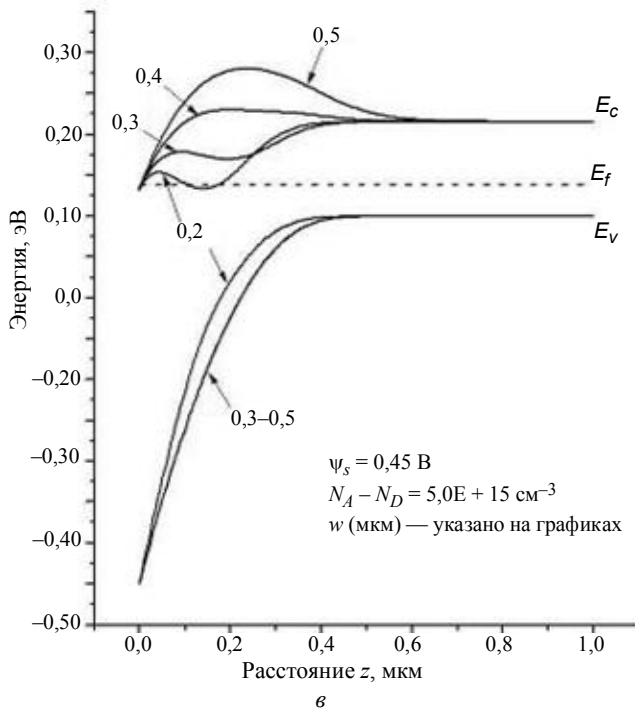


Рис. 3. Окончание:

w — при разной ширине варизонного слоя w

Энергетические диаграммы при различных уровнях легирования и фиксированных $\psi_s = 0,45$ В и $w = 0,4$ мкм приведены на рис. 3, б. Так как $\psi = -E_V$, то из рисунка видно, что ширина области пространственного заряда (ОПЗ) меняется как

$$\sim \sqrt{\frac{1}{N_A - N_D}}$$

Барьер для электронов исчезает при концентрациях $N_A - N_D < 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, и появляется область первичной инверсии на расстоянии 0,3 мкм от поверхности при $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Влияние различной ширины варизонной области w при $\psi_s = 0,45$ В и $N_A = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ показано на рис. 3, в. Как видно из рисунка, ОПЗ не меняет свой размер при разных w . При уменьшении w величина барьера для электронов уменьшается и исчезает при

$w < 0,4$ мкм, а при $w = 0,2$ мкм уже есть область сильной первичной инверсии на расстоянии 0,15 мкм от поверхности.

Расчет идеальной МДП-структуры на основе $p\text{-HgCdTe} / \text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$

В дальнейших расчетах были получены соотношения, связывающие поверхностный потенциал и напряжение, приложенное к идеальной МДП-структуре на основе $p\text{-HgCdTe}$ с поверхностным варизонным слоем и двойного диэлектрика $\text{SiO}_2\text{—Si}_3\text{N}_4$ [10]. Эти соотношения в дальнейшем использовались для расчета ВФХ МДП-структуры. При отсутствии разности работ выхода между металлом электрода и полупроводника приложенное

напряжение делится между полупроводником и изолятором так [11]:

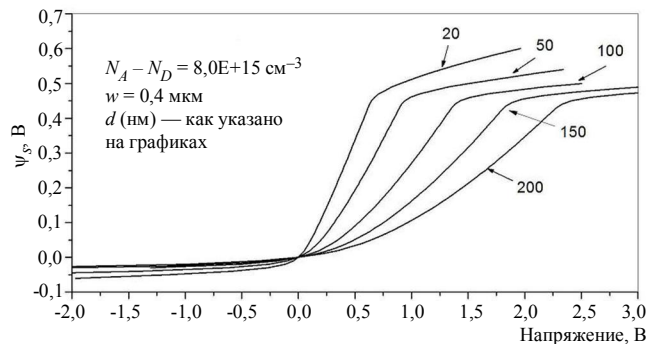
$$V = |Q_S|d/\epsilon_i + \psi_s,$$

где ϵ_i и d — диэлектрическая проницаемость и толщина двухслойного диэлектрика.

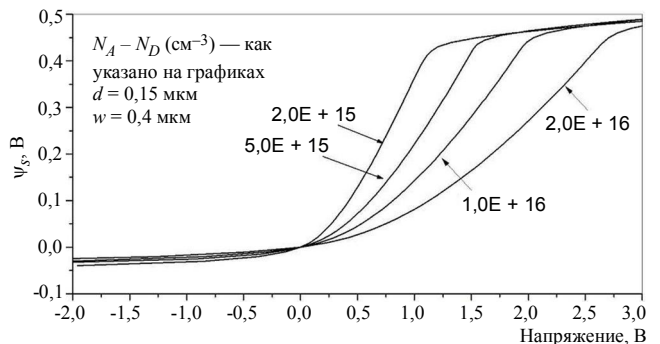
Полная емкость структуры $C = C_i C_D / (C_i + C_D)$, где C_D и $C_i = \epsilon_i / d$ — емкости слоев полупроводника и диэлектрика, соответственно. Относительные диэлектрические проницаемости пленок диэлектриков SiO_2 и Si_3N_4 принимались равными 4 и 8 [10], а отношения толщин 2:1, соответственно. После решения уравнения (1) при заданном значении ψ_s величина заряда Q_S определялась численным интегрированием:

$$Q_S = q(\Delta p - \Delta n) = q \int_0^L (p - p_0) dz - q \int_0^L (n - n_0) dz.$$

Дифференциальная емкость полупроводника $C_D = \partial Q_S / \partial \psi_s$ была вычислена путем численного дифференцирования. Результаты расчетов по влиянию толщины диэлектрика и уровня легирования полупроводника на взаимосвязь V и ψ_s приведены на рис. 4, а ВФХ идеальной МДП-структуры на основе $p\text{-HgCdTe} / \text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$ — на рис. 5.



а



б

Рис. 4. Зависимость поверхностного потенциала от напряжения для идеальной МДП-структуры на основе $p\text{-HgCdTe} / \text{SiO}_2 / \text{Si}_3\text{N}_4$:

а — при разных толщинах двухслойного диэлектрика d ;
б — при разных уровнях легирования $N_A - N_D$

С увеличением толщины диэлектрика и концентрации акцепторов полупроводника увеличивается падение напряжения на диэлектрике, а потенциал ψ_S уменьшается. ВФХ структуры с варизонным слоем имеют ширину и глубину провала емкости больше, чем структуры без варизонного слоя с постоянным составом $x = 0,22$, что было отмечено в работах [5, 6], но мало отличаются от ВФХ структур с постоянным $x = 0,45$, равным

поверхностному. Уменьшение ширины варизонной области до 0,2 мкм (рис. 5, в) приводит к появлению перегиба на ВФХ при $V = 1,5$ В, который соответствует возникновению первичной инверсии на глубине 0,15 мкм, рассмотренной ранее на рис. 3, в. Графиками на рис. 4 и 5 можно пользоваться и в случае применения диэлектрика с другой диэлектрической проницаемостью после пересчета толщины диэлектрика [11].

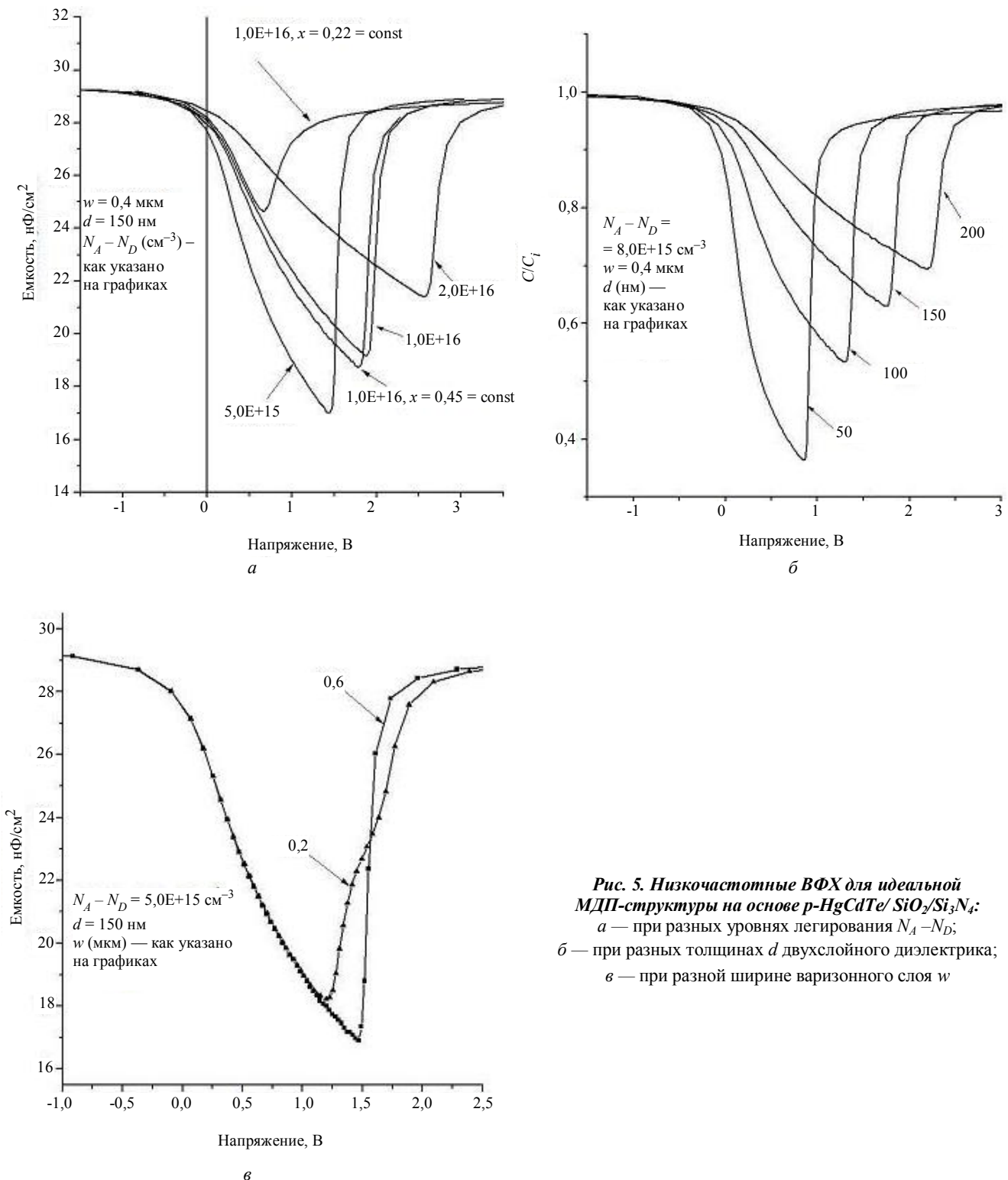


Рис. 5. Низкочастотные ВФХ для идеальной МДП-структуры на основе p-HgCdTe/SiO₂/Si₃N₄:
 а — при разных уровнях легирования $N_A - N_D$;
 б — при разных толщинах d двухслойного диэлектрика;
 в — при разной ширине варизонного слоя w

Реальная МДП-структура на основе варизонного *p*-HgCdTe

Для реальной МДП-структуры разность φ_{ms} работ выхода электрона из металла φ_m и полупроводника φ_{sc} не равна нулю:

$$\varphi_{ms} = \varphi_m - \varphi_{sc} = \varphi_m - (\chi + E_g - E_F),$$

где χ — сродство к электрону полупроводника.

Кроме того, в диэлектрике МДП-структуры может быть фиксированный заряд с эффективной поверхностной плотностью Q_0 . Поэтому все зависимости $\psi_s(V)$, $C(V)$, приведенные на рис. 4 и 5, будут сдвинуты вдоль оси напряжений на величину (без учета заряда, захваченного на поверхностных состояниях), называющуюся сдвигом напряжения плоских зон [11]:

$$V_{FB} = \varphi_{ms} - Q_0/C_i. \quad (3)$$

Оценим величину V_{FB} для разных металлов при $Q_0 = 0$. Отметим, что CdTe и HgTe имеют близкие ионизационные потенциалы $\chi + E_g$ по данным фотоэмиссионных измерений [12], а именно, 6,2 В для CdTe и 5,9 В для HgTe. Примем для работы выхода *p*-HgCdTe с $x = 0,45$ значение $\varphi_{sc} = 6,0$ В. Значения работы выхода для металлов Al, Ni, Au, определенные вольтфарадным методом, возьмем из [11], а для Pt и In — из [13]. С учетом сдвига V_{FB} , пользуясь графиками рис. 4, б, можно определить величину напряжения на электроде V_{inv} , при котором образуется поверхностный слой с сильной инверсией. Результаты при $N_A - N_D = 5 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $d = 150 \text{ нм}$ и $w = 0,4 \text{ мкм}$ приведены в таблице.

Металл	$\varphi_m, \text{ В}$	$V_{FB}, \text{ В}$	$V_{inv}, \text{ В}$
Al, In	4,1	-1,9	0—0,1
Ni	4,55	-1,45	0,15—0,55
Au	5,0	-1,0	0,6—1,0
Pt	5,65	-0,35	1,25—1,65

Для металлов с малой работой выхода сильная инверсия поверхности может возникать при небольшом напряжении или даже при его отсутствии. Аналогичный результат даст положительный заряд в диэлектрике величиной $Q_0 = (4,5—6) \times 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$, вклад которого в величину V_{FB} , согласно формуле (3), будет равен $-1,5—2,0$ В при емкости диэлектрика $C_i = 3 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$. Образование инверсионных слоев с сопутствующим исчезновением варизонного барьера для электронов при $N_A - N_D < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $w < 0,4 \text{ мкм}$ может привести к эффективному увеличению *n*-области планарного фотодиода (см. рис. 1, а) при обратном смещении на нем.

Заключение

Численно решена задача нахождения распределения потенциала в поверхностном варизонном слое HgCdTe *p*-типа при заданном поверхностном потенциале ψ_s . Уравнение Пуассона было решено как нелинейное интегрально-дифференциальное уравнение с использованием итерационного процесса сверхрелаксации. В расчетах использовалась статистика Ферми—Дирака и учитывалась непараболичность зоны проводимости.

По результатам расчета распределения потенциала в равновесной структуре с учетом смещения потолка валентной зоны, равного $\Delta E_V^0 = 0,35 \text{ эВ}$, при переходе от HgTe к CdTe получена величина изгиба потолка валентной зоны менее 7 мэВ. Ввиду малости этой величины остальные расчеты проводились при $\Delta E_V^0 = 0$ (правило общего аниона).

Рассчитаны энергетические диаграммы варизонной *p*-HgCdTe структуры при различных уровнях легирования, ширины варизонной области и ψ_s . При потенциале $\psi_s > 0,44 \text{ В}$ возникает поверхностный слой с сильной инверсией, а при $\psi_s > 0,5 \text{ В}$ изгиб зон происходит только вблизи поверхности при $z < 0,02 \text{ мкм}$. Ширина обедненного слоя меняется обратно пропорционально исходной концентрации дырок $\sim \sqrt{\frac{1}{N_A - N_D}}$. При потенциале $\psi_s =$

$= 0,45 \text{ В}$ максимум на профиле зоны проводимости, являющийся барьером для электронов, исчезает при $N_A < 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w = 0,4 \text{ мкм}$ или $N_A = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w < 0,4 \text{ мкм}$. С уменьшением толщины варизонного слоя до $w < 0,3 \text{ мкм}$ возникает область первичной инверсии на расстоянии $z = 0,15 \text{ мкм}$ (при $w = 0,2 \text{ мкм}$) от поверхности.

Получены соотношения, связывающие ψ_s и напряжение, приложенное к идеальной МДП-структуре металл/Si₃N₄/SiO₂/варизонный *p*-HgCdTe для различных толщин двойного диэлектрика d и уровней легирования полупроводника $N_A - N_D$. Произведен численный расчет ВФХ МДП-структуры при варьировании ее параметров. ВФХ структуры с варизонным слоем имеют ширину и глубину провала емкости больше, чем структуры с постоянным составом $x = 0,22$, но мало отличаются от ВФХ структур с постоянным $x = 0,45$.

Величина сдвига напряжения плоских зон оценена для реальной МДП-структуры с рядом металлов без учета поверхностных состояний. С учетом этого сдвига в МДП-структуре с металлами In, Al, Ni сильная инверсия поверхности может возникать при небольшом напряжении $V = 0—0,5 \text{ В}$. Для предотвращения возникновения слоев с сильной инверсией и сохранения поверхностного варизонного барьера при небольших напряжениях на

диоде рекомендуются следующие параметры структуры фотодиода: $N_A - N_D > 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w > 0,4 \text{ мкм}$, $d > 150 \text{ нм}$ и применение таких металлов, как Au и Pt в МДП-областях с варизонным p -HgCdTe.

Л и т е р а т у р а

1. Рогальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ./ Под ред. А. В. Войцеховского. — Новосибирск: Наука, 2003.
2. Осадчий В. М., Сусяков А. О., Васильев В. В., Дворецкий С. А.//ФТП. 1999. № 3. С. 293.
3. Frank L. Madarasz, Frank Szmulowicz.//J. Appl. Phys. 1987. V. 62. No. 8. P. 3267.
4. Migliorato P., White A. M.// Solid-St. Electron. 1983. V. 26. No. 1. P. 65.
5. 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. Т. 42. № 11. С. 1327.

6. Варламов И. В., Вьюков Л. А.// Там же. 1987. Т. 21. № 6. С. 1064.
7. Bebb H. Barry, Ratliff C. R. // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. No. 8. P. 3189.
8. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1968.
9. Ковалевская Т. Е., Овсяк В. Н. // Автометрия. 2004. № 4. С. 57.
10. Овсяк В. Н., Курьшев Г. Л., Сидоров Ю. Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. — Новосибирск: Наука, 2001.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Пер. с англ./Тергель В. А., Ракитин В. В. / Под ред. Суриса Р. А. — М.: Мир, 1984. Т. 1. С. 386.
12. Shevchic N. J., Tejada J., Cordona M., Langer D. W.// Phys. Stat. Sol. 1973. B 59. P. 87.
13. Michaelson H. B.//J. Appl. Phys. 1977. V. 48. No. 11. P. 4729.

Features of the band bending on the surface of graded gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

A. V. Predein, V. V. Vasilyev

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Science,
13 Lavrentyev av., Novosibirsk, 630090, Russia
E-mail: alpred@thermo.isp.nsc.ru

Computations were performed of potential distribution in the surface graded gap layer of p-type HgCdTe. The Poisson equation was solved as non-linear integral-differential equation taking into account the nonparabolicity of conduction band. The energy band diagrams were constructed for various doping level, graded gap region width and surface potential. The MIS structure characteristics were computed and the conditions of inversion layer formation in planar n on p diodes, based on graded gap p-HgCdTe, were determined.

PACS: 73.61.Ga, 73.43.Qv, 73.20.At, 73.21.Ac

Keywords: graded gap layer, HgCdTe, C—V curve, band diagram, numerical computations.

Bibliography — 13 references.

Received January 20, 2011