

# Rational technical embodying an optical method of detail mapping the oxygen in silicon plates on the basis of modern reachings of optoelectronics

Yu. R. Vinetski, A. G. Titov, M. A. Trishenkov  
ORION Research-and-Production Association, Moscow, Russia

*On the basis of the analysis of a problem on a measurement of the spatial allocation of oxygen in silicon, the skeleton diagram of the installation is designed and justified. Search of the element basis has confirmed an opportunity of technical embodying.*

УДК 621.383.4

## О распределении потенциала в тонком слое варизонного полупроводника

Т. Е. Ковалевская, В. Н. Овсюк  
Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Предложен метод оценки распределения потенциала в тонких варизонных слоях фоточувствительного полупроводника. В приближении линейной варизонности рассмотрено формирование областей пространственного заряда в слоях теллурида кадмия-ртути (КРТ) для нескольких частных случаев. Обсуждены условия формирования "поверхностной" рекомбинации на границах однородной и варизонной областей.*

Молекулярно-лучевая эпитаксия фоточувствительных слоев КРТ предоставляет удобную возможность использовать варизонные области в этих слоях как для подавления поверхностной рекомбинации [1], так и для управления характеристиками планарных  $p-n$ -переходов [2, 3]. Поскольку толщина варизонных областей в таких структурах может быть менее 1 мкм, возникает необходимость иметь систему достаточно простых соотношений для оценки распределения потенциалов, связанного с варизонностью материала, не прибегая к численному моделированию [4]. В данной работе показано, что в приближении линейной варизонности такие оценки могут быть сделаны на основе развитых ранее соотношений, широко используемых при анализе приповерхностных областей пространственного заряда в полупроводниках [5]. Рассмотрены частные случаи варизонных структур, включая приповерхностные варизонные области в эпитаксиальных слоях КРТ, и обсуждены некоторые особенности поверхностной рекомбинации в таких слоях.

### Общие принципы

Рассмотрим варизонный полупроводник, равномерно легированный донорной примесью, запрещенная зона которого убывает по некото-

рому закону  $E_g(z)$  в интервале координат  $(0, w)$  вдоль направления  $z$ , а при  $z > w$  и  $z < 0$  существуют достаточно протяженные области с постоянной шириной запрещенной зоны. На рис. 1, а изображена некая начальная ситуация, для которой объемный заряд в полупроводнике всюду равен нулю, а края разрешенных зон изменяются по некоторым законам  $E_c^0(z)$  и  $E_v^0(z)$ . Эта ситуация в известном смысле искусственна и соответствует тому гипотетическому случаю, когда в каждой точке кристалл нейтрален: разность концентраций свободных электронов и дырок в нем в точности равна концентрации заряженных примесей соответствующего знака. Такая картина неустойчива; предоставленные сами себе электроны и дырки будут перемещаться под действием квазиэлектрических полей [6] вдоль координаты  $z$  до тех пор, пока не установится одинаковый уровень Ферми во всем образце. Одновременно с этим возникнет некоторое равновесное распределение объемного заряда  $\rho(z)$  и установятся некоторые новые равновесные зависимости краев зон  $E_c(z)$  и  $E_v(z)$  от координаты, градиенты которых определяют равновесные значения результирующих электрических полей для электронов и дырок (см. рис. 1, б). Введем обозначения  $V_n^0(z)$ ,  $V_p^0(z)$  для начальных и  $V_n(z)$ ,  $V_p(z)$  — для равновесных значе-

ний электростатического потенциала в точке  $z$  по отношению к правой стороне пластины полупроводника, расположенной при  $z = d$ , которую мы произвольно выбираем за начало отсчета потенциала в образце. В этом случае

$$eV_n^0 = E_c(d) - E_c^0(z), \quad eV_p^0 = E_v(d) - E_v^0(z)$$

и

$$eV_n = E_c(d) - E_c(z), \quad eV_p = E_v(d) - E_v(z),$$

а производные  $dV_{n,p}^0/dz$  и  $dV_{n,p}/dz$ , взятые с обратным знаком, определяют величины напряженностей электрического поля для электронов и дырок для исходной  $E_{c,v}^0(z)$  и равновесной  $E_{c,v}(z)$  зависимостей краев зон от координаты.

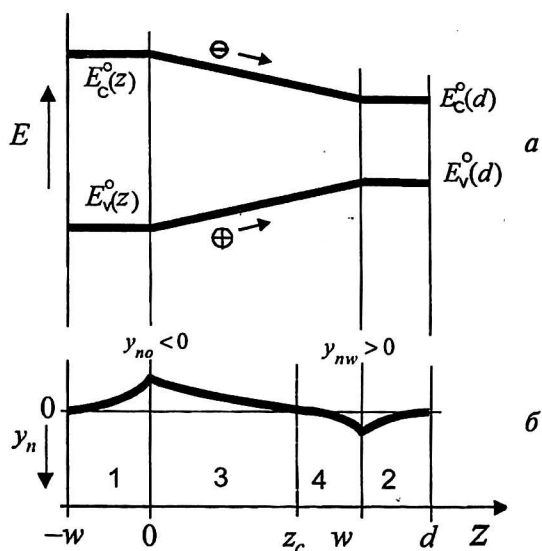


Рис. 1. Координатная диаграмма полупроводникового образца с варизонным участком в интервале  $(0, w)$ :

а — "исходное" состояние образца при отсутствии объемных зарядов; б — зависимость безразмерного потенциала  $y_n(z)$  от координаты в равновесном образце  $n$ -типа проводимости

Одномерное уравнение Пуассона, связывающее результирующие электрические поля с величиной пространственного заряда  $\rho(z)$ , может быть записано в виде

$$\frac{d}{dz} \left[ \bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s \left( \frac{dV_n}{dz} - \frac{dV_n^0}{dz} \right) \right] = -\rho(z) \quad (1)$$

или

$$\frac{d}{dz} \left[ \bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s \left( \frac{dV_p}{dz} - \frac{dV_p^0}{dz} \right) \right] = -\rho(z), \quad (1')$$

причем имеют место дополнительные соотношения:

$$E_c(z) - E_v(z) = E_c^0(z) - E_v^0(z) = E_g(z); \quad (2)$$

$$V_p - V_n = V_p^0 - V_n^0 = \Delta E_g(z)/e,$$

где  $\Delta E_g(z) = E_g(z) - E_g(d)$  — изменение ширины запрещенной зоны полупроводника по отношению к ее величине при  $z = d$ .

В силу равенства (2) уравнения (1) и (1') являются эквивалентными, и для нахождения распределения потенциала может быть выбрано любое из них.

Величина объемного заряда  $\rho(z)$  пропорциональна разности концентраций всех положительных и всех отрицательных зарядов в данной точке кристалла. Примем, что полупроводник содержит только мелкие, полностью ионизованные примеси и можно пренебречь вырождением подвижных носителей заряда, тогда для равновесных концентраций подвижных носителей заряда могут быть использованы Больцмановские соотношения

$$n(z) = n(d) \xi_n^{3/2} \exp\left(\frac{eV_n}{k_0 T}\right); \quad (3)$$

$$p(z) = p(d) \xi_p^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_p}{k_0 T}\right), \quad (3')$$

где для краткости введены обозначения функций  $\xi_n = m_n(z)/m_n(d)$  и  $\xi_p = m_p(z)/m_p(d)$ , в которых  $m_n(z)$  и  $m_p(z)$  представляют собой текущие значения эффективных масс носителей заряда, которые изменяются по некоторым известным законам вместе с шириной запрещенной зоны полупроводника;

$m_n(d)$  и  $m_p(d)$  — их значения в выбранной за начало отсчета плоскости вблизи  $z = d$ .

Выражение для объемного заряда в таком случае можно записать в виде

$$\rho = ep(d) \left[ \xi_p^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_p}{k_0 T}\right) - 1 \right] - en(d) \left[ \xi_n^{3/2} \exp\left(\frac{eV_n}{k_0 T}\right) - 1 \right].$$

### Полупроводник с линейной варизонностью

Рассмотрим упрощенное решение задачи о распределении потенциала в однородно легированном образце  $n$ -типа при следующих предположениях:

- ширина запрещенной зоны убывает на интервале  $(0, w)$  по линейному закону, так что начальные зависимости  $E_c^0(z)$  и  $E_v^0(z)$  линейны и вторые производные от потенциалов по координате равны нулю:  $d^2V_n^0/dz^2 = d^2V_p^0/dz^2 = 0$ ;

- зависимостями эффективной массы электронов и диэлектрической проницаемости от координаты можно пренебречь и принять их равными значениям, имеющим место при  $z = d$ ;

- можно пренебречь концентрациями дырок и их зарядом, а для электронов использовать больцмановское соотношение (3). При таких предположениях уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{d^2 y_n}{dz^2} + \frac{1 - e^{y_n}}{2L_{de}^2} = 0, \quad (4)$$

где использованы обозначения для безразмерного потенциала ("изгиба зон")  $y_n = eV_n/k_0T$  и эффективной длины экранирования

$$L_{de} = \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s(d) k_0 T}{2e^2 N_D}},$$

а информация о начальном градиенте  $y_n^0(z)$  содержится только в граничных условиях задачи.

Рассмотрим картину формирования равновесного распределения потенциала  $y_n(z)$ , показанную на рис. 1, б. После установления равновесия, в соответствии со знаком начального квазиэлектрического поля, часть электронов из области образца вблизи  $z = 0$  перейдет в область полупроводника вблизи  $z = w$ . Равновесная концентрация электронов при  $z = 0$  окажется ниже, а при  $z = w$  — выше, чем  $N_D$ , одновременно уменьшается разность потенциалов для электронов проводимости, падающая на варизонной области полупроводника.

Равновесный изгиб зон  $y_{n0}$  при  $z = 0$  будет отрицательным, а  $y_{nw}$  при  $z = w$  — положительным, и, следовательно, существует плоскость с некоторой координатой  $z_c$ , на которой зависимость  $y_n(z)$  меняет знак. При переходе на однородные участки образца как при  $z < 0$ , так и при  $z > w$  потенциал по абсолютной величине затухает, стремясь к нулевому значению с удалением от границ варизонной области. В силу сохранения общей электрической нейтральности образца слоевая величина отрицательного заряда, расположенного при  $z > z_c$ , будет равна по абсолютной величине положительному слоевому заряду, расположенному при  $z < z_c$ .

Разобьем образец на четыре области по координате  $z$ , показанные на рис. 1, б. Первые интегралы уравнения (4) для указанных областей получаются теми же методами, которые применяются в теории приповерхностных областей заряда в полупроводниках [5]:

$$\frac{dy_n}{dz} = \frac{F_{1,2,3,4}(y_n)}{L_{de}},$$

где

$$F_{1,2}(y_n) = -\sqrt{e^{y_n} - 1 - y_n}, \quad (5)$$

$$F_{3,4}(y_n) = \sqrt{t^2 + e^{y_n} - 1 - y_n},$$

а параметр  $t$  представляет безразмерную производную от потенциала в точке  $z_c$ ,

$$t = L_{de} \left( \frac{dy_n}{dz} \right)_c, \quad (6)$$

положительную в данной задаче; ее мы найдем позже.

Для функций  $F_1(y_n)$  и  $F_3(y_n)$  значения  $y_n(z)$  отрицательны и изменяются в интервале  $(y_{n0}, 0)$ , а для функций  $F_2(y_n)$  и  $F_4(y_n)$  они положительны и изменяются в интервале  $(0, y_{nw})$ . Слоевые заряды в указанных четырех областях окажутся равными:

$$Q_1 = 2eN_D L_{de} \sqrt{e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1}, \quad (7)$$

$$Q_2 = -2eN_D L_{de} \sqrt{e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1}, \quad (7')$$

$$Q_3 = 2eN_D L_{de} \left( \sqrt{t^2 + e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1} - t \right), \quad (7'')$$

$$Q_4 = -2eN_D L_{de} \left( \sqrt{t^2 + e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1} - t \right). \quad (7''')$$

Эти заряды связаны между собой условием общей электрической нейтральности  $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = 0$ , из которого, с учетом равенств (7–7'''), получается полезное соотношение

$$e^{y_{nw}} - y_{nw} = e^{y_{n0}} - y_{n0}, \quad (8)$$

а также условие попарного равенства абсолютных величин зарядов как в слоях 1 и 2, так и во внутренних слоях 3 и 4:  $Q_1 + Q_2 = 0$  и  $Q_3 + Q_4 = 0$ . Соотношение (8) связывает каждое (положительное) значение  $y_{nw}$  с определенным (отрицательным) значением  $y_{n0}$ , и наоборот. В частности, если  $y_{nw} \ll 1$ , то  $y_{nw} = -y_{n0}$ , а, например, значению  $y_{nw} = 3$  соответствует величина  $y_{n0} \cong -17$ .

Теперь можно выразить безразмерную производную  $t$  (6) через изгиб зон на одной из границ варизонного слоя, например через  $y_{n0}$ . Используя для напряженности электрического поля в точке  $z = z_c$  соотношение

$$\frac{k_0 T}{e} \left( \frac{dy_n}{dz} \right)_c = \frac{1}{e} \frac{\Delta E_c^0}{w} - \frac{Q_1 + Q_3}{\bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s},$$

где  $\Delta E_c^0$  — начальный перепад края зоны проводимости на линейном участке толщиной  $w$

(см. рис 1, а), и подставив в него соотношения (7) и (7''), получим

$$t^2 = s^2 - 2s\sqrt{e^{y_{n0}} - 1 - y_{n0}},$$

где введено обозначение параметра

$$s = \frac{L_{de} \Delta E_c^0}{w k_0 T}. \quad (9)$$

Функции  $F_{3,4}(y_n)$  (5) приобретут вид

$$F_{3,4} = \sqrt{s^2 - 2s\sqrt{e^{y_{n0}} - 1 - y_{n0}} + e^{y_n} - 1 - y_n}.$$

При заданных величинах ширины варизонной области  $w$  и параметра  $s$  (9) равновесные значения изгибов зон  $y_{n0}$  и  $y_{nw}$  с учетом равенства (8) могут быть найдены численным решением уравнения

$$\frac{w}{L_{de}} = \int_{y_{n0}}^0 \frac{dy_n}{F_3(y_n)} + \int_0^{y_{nw}} \frac{dy_n}{F_4(y_n)}.$$

Координатные зависимости  $y_n(z)$  вычисляются по соотношениям

$$\frac{z}{L_{de}} = \int_{y_{n0}}^{y_n(z)} \frac{dy_n}{F_{1,3}(y_n)}; \quad \frac{z-w}{L_{de}} = \int_{y_{nw}}^{y_n(z)} \frac{dy_n}{F_{2,4}(y_n)},$$

соответственно, для областей 1, 3 и 2, 4.

В качестве примера на рис. 2 показана эволюция изгибов зон по мере увеличения толщины варизонного слоя  $w$  от 0 до  $10L_{de}$  при фиксированной величине  $\Delta E_c^0 = 0,1$  эВ. Случай  $w = 0$  соответствует резкому гетеропереходу, случай  $w = L_{de}$  — “слегка размытому” гетеропереходу, а случай  $w \gg L_{de}$  — протяженному.

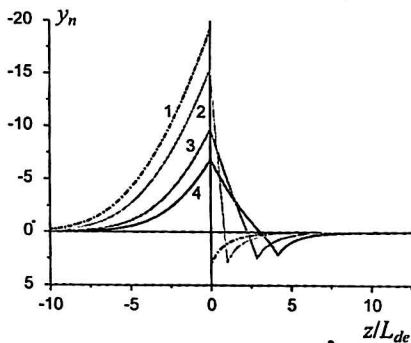


Рис. 2. Распределение равновесного потенциала в варизонном образце, показанном на рис. 1, при разных толщинах варизонного слоя, соответственно:  
1 —  $y_{n0} = 3,1$ ;  $y_{nw} = -19,2$ ;  $w/L_{de} = 0$ ; 2 —  $y_{n0} = 2,9$ ;  $y_{nw} = -15,4$ ;  $w/L_{de} = 1$ ; 3 —  $y_{n0} = 2,5$ ;  $y_{nw} = -9,7$ ;  $w/L_{de} = 2,9$ ; 4 —  $y_{n0} = 2,2$ ;  $y_{nw} = -6,8$ ;  $w/L_{de} = 4,2$

## Частные случаи

### Протяженная варизонная область

По мере увеличения толщины слоя  $w$  (см. рис. 2), начиная с некоторой достаточно большой величины отношения ( $w/L_{de}$ ), изгибы зон  $y_{nw}$  и  $|y_{n0}|$  становятся много меньше единицы. В этом случае имеем  $y_{n0} = -y_{nw}$ , а их абсолютная величина стремится к сколь угодно малому значению при неограниченном увеличении  $w$ . Рассмотрим этот случай подробнее. Для малых величин  $|y_n(z)| \ll 1$  уравнение (4) может быть заменено более простым, т. е.

$$\frac{d^2 y_n}{dz^2} - \frac{y_n}{L^2} = 0, \quad (10)$$

где  $L = L_{de}\sqrt{2}$ .

Его решением для внутренних областей 3 и 4 является распределение

$$y_n^{(3,4)} = y_{nw} \frac{\text{sh}[(2z-w)/2L]}{\text{sh}(w/2L)}, \quad (11)$$

а во внешних областях 1 и 2 потенциалы экспоненциально затухают с удалением от границ с варизонным слоем.

Полная величина безразмерной разности потенциалов  $\Delta y_n = y_{nw} - y_{n0}$  между границами варизонного слоя окажется равной

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{1 - \exp(-w/L)}{w/L}. \quad (12)$$

Это выражение совпадает с полученным ранее в работе [7], которая была посвящена решению подобной задачи для малых значений  $\Delta y_n \ll 1$ .

Для резких гетеропереходов (т. е. при  $w = 0$ ) уравнение (12) дает  $\Delta y_n = \Delta E_c^0 / k_0 T$ ; в этом случае сумма абсолютных изгибов зон на границах варизонного слоя равна скачку электронного сродства, а само соотношение (12) справедливо только для малых разрывов краев зоны проводимости  $\Delta E_c^0 \ll k_0 T$ . Для протяженных слоев ( $w \gg L$ ) получим

$$\Delta y_n = \frac{L}{w} \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T}, \quad (13)$$

причем в этом случае величина  $\Delta E_c^0$  не обязана быть малой по сравнению с  $k_0 T$ . Если  $\Delta E_c^0 \gg \gg k_0 T$ , то условие малых изгибов зон  $\Delta y_n \ll 1$  окажется справедливым, начиная с некото-

рой толщины варизонного слоя  $w^*$ , равной  $L\Delta E_c^0/k_0T$ .

Для многих практических ситуаций в пленках CdHgTe реализуются перепады электронного сродства  $\Delta E_c^0 = 0,1-0,5$  эВ. Беря в качестве примера  $\Delta E_c^0 = 0,1$  эВ, для слоя КРТ с параметрами  $N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> и  $L = 2,2 \cdot 10^{-6}$  см при  $T = 80$  К получим  $w^* \approx 1,0$  мкм.

Если  $w \gg w^*$ , то изгибы зон  $y_{nw}$  и  $|y_{n0}|$  на границах варизонного слоя становятся пренебрежимо малыми, и в таких случаях ими вообще пренебрегают при анализе эффектов переноса в варизонных слоях. Это означает, что после установления равновесия в монополярном варизонном полупроводнике  $n$ -типа положение дна зоны проводимости на координатно-энергетической диаграмме оказывается постоянным и не зависящим от  $z$ , а положение потолка валентной зоны отстоит от края зоны проводимости  $E_c$  на величину запрещенной зоны полупроводника  $E_g(z)$  в каждой данной точке  $z$ .

**Полностью варизонный слой**

Полученный результат легко преобразуется на случай варизонного полупроводника, в котором линейный градиент его запрещенной зоны распространяется на всю толщину образца. Отличие заключается только в отсутствии областей 1 и 2, показанных на рис. 1 а, б. Связь между равновесными изгибами зон  $y_{nw}$  и  $y_{n0}$  определена тем же уравнением (8), которое для малых изгибов зон сводится к равенству  $y_{n0} = -y_{nw}$ . Для малых изгибов зон уравнение (10) дает то же распределение (11), которое было получено для предыдущего образца, но отличается от него несколько иным выражением для  $\Delta y_n = y_{nw} - y_{n0}$ :

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0T} \frac{2L}{w} \operatorname{th} \left( \frac{w}{2L} \right).$$

При  $w \ll 2L$  имеем, как и ранее,  $\Delta y_n = \Delta E_c^0/k_0T$ , а при  $w \gg 2L$

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0T} \frac{2L}{w}.$$

В этом случае перепад потенциалов между границами образца вдвое выше, чем для образца с варизонностью в средней его части (см. (13)). Это связано с отсутствием слоевых зарядов  $Q_1$  и  $Q_2$  вне варизонного слоя полупроводника. Слоеые заряды  $Q_3$  и  $Q_4$  равны между собой по абсолютной величине и определены равенством

$$Q_3 = -Q_4 = \frac{\bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s}{w} \frac{\Delta E_c^0}{e} \frac{ch(w/2L) - 1}{ch(w/2L)}.$$

Видно, что при  $w \gg 2L$  слоевой заряд оказывается равным произведению геометрической емкости полупроводника  $(\bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s/w)$  на разность потенциалов  $(\Delta E_c^0/e)$ , определяемую исходным перепадом величины электронного сродства между поверхностями варизонного полупроводника.

**Приповерхностные варизонные слои**

В настоящее время для изготовления фоторезистивных и фотодиодных приемников излучения широко используют эпитаксиальные слои Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, вблизи поверхностей которых сформированы варизонные слои с возрастающей к поверхности шириной запрещенной зоны (рис. 3, а). Рассмотрим эту задачу.

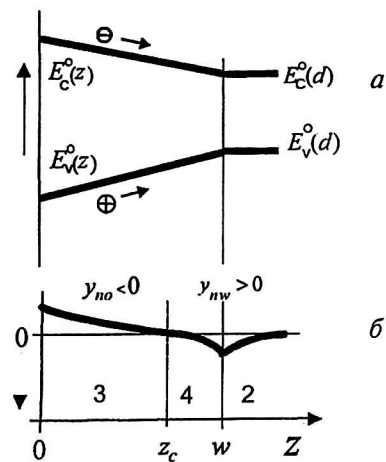


Рис. 3. Полупроводник с приповерхностным варизонным участком:

а — координатная диаграмма в интервале (0, w);  
 б — зависимость безразмерного потенциала  $y_n(z)$  от координаты в равновесном образце  $n$ -типа; отражает также зависимость от координаты дна зоны проводимости

Примем среднюю однородную часть полупроводникового слоя  $(d - 2w)$  достаточно протяженной, что позволяет рассматривать каждый из приповерхностных варизонных участков независимо друг от друга. После установления равновесия возникает некоторое распределение потенциалов, качественно показанное на рис. 3, б. Обратимся к левому варизонному слою и совместим начало координат с его левой границей. Общее решение задачи совпадает с полученным для образца, показанного на рис. 1 а, б. Отличие состоит в том, что область 1 здесь отсутствует. В этом случае условие электрической нейтральности  $Q_2 + Q_3 + Q_4 = 0$  приводит к несколько иной связи между изгибами зон  $y_{n0}$  и  $y_{nw}$  на границах данного варизонного слоя; вместо соотношения (8), получим

$$e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1 = 2s(e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1)^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где параметр  $s$  дан равенством (9). Для малых изгибов зон уравнение (14) дает  $y_{n0}^2 = 2^{3/2} s y_{nw}$ .

Рассмотрим результат, который получается для малых изгибов зон, удовлетворяющих неравенствам  $y_{nw} \ll 1$  и  $|y_{n0}| \ll 1$ . Решение уравнения (10) для областей 3 и 4 дает координатные распределения безразмерных потенциалов в виде

$$y_n^{(3)}(z) = -\frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{w} \frac{\text{sh}[(z_c - z)/L]}{\text{ch}(z_c/L)}; \quad (15)$$

$$y_n^{(4)}(z) = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{w} \exp\left(-\frac{w - z_c}{L}\right) \text{sh}\left(\frac{z - z_c}{L}\right), \quad (16)$$

где  $z_c$  — координата плоскости, на которой зависимость  $y_n(z)$  меняет знак, т. е.:

$$z_c = \frac{w}{2} + \frac{L}{2} \ln\left(2 - e^{-\frac{w}{L}}\right).$$

Изгибы зон на границах получаются из уравнений (15) и (16), соответственно, при  $z = 0$  и  $z = w$ , а общий перепад потенциалов между границами варизонного слоя составит

$$\Delta y_n = y_{nw} - y_{n0} = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{2w} \left[ \left(2 - e^{-\frac{w}{L}}\right)^2 - 1 \right].$$

Как и в предыдущих случаях, при  $w \ll L$  имеем  $\Delta y_n = (\Delta E_c^0 / k_0 T)$ , а при  $w \gg L$

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{3L}{2w}. \quad (17)$$

В этом случае перепад потенциалов между границами варизонной области в полтора раза выше, чем для образца с варизонностью в средней его части (см. (13)); это связано с отсутствием слоевого заряда  $Q_1$  вне варизонного слоя полупроводника при  $z < 0$ .

### О поверхностной рекомбинации в варизонном полупроводнике

Предположим, что слой полупроводника  $n$ -типа с приповерхностной варизонной областью, показанный на рис. 3, а, б, используется в качестве фоторезистора с засветкой через варизонную область вдоль оси  $z$ . Считая, что толщина варизонного слоя достаточно велика, пренебрежем начальными изгибами зон (15) и (16), возникающими на его границах.

При фотогенерации вблизи края поглощения однородного слоя полупроводника (в области его максимальной фоточувствительности) распределение неравновесных добавок концентраций электронов и дырок  $\Delta n(z)$  и  $\Delta p(z)$  будет ограничено плоскостью  $z = w$ . При  $z < w$  термализованные фотоносители в варизонном слое вообще отсутствуют, а сам этот слой играет роль только шунтирующего резистора со слоевой проводимостью  $eN_{DM}w$ .

Распределение свободных дырок при  $z < w$  может быть выражено функцией  $\Delta p(z) = \Delta p(w) \exp[-(w - z)/l_p]$ , где  $l_p = wk_0T/E_{gs}$  — некоторая характерная длина, на которой концентрация дырок затухает в  $e$  раз; здесь  $\Delta E_{gs} = E_{gs} - E_{g0}$ ,  $E_{gs}$  — ширина запрещенной зоны на поверхности, а  $E_{g0}$  — на границе с однородным слоем полупроводника. Например, при  $\Delta E_{gs} = 0,1$  эВ,  $w = 1,4$  мкм и  $T = 80$  К величина  $l_p$  составит  $10^{-5}$  см.

Если в варизонном слое сохраняются объемные механизмы рекомбинации, то эффективная скорость поверхностной рекомбинации  $S_w$  на границе с варизонным слоем будет равна нулю. Однако при выращивании варизонных слоев в области их формирования может резко возрасти плотность объемных дефектов, в том числе связанных с резко возрастающей здесь плотностью дислокаций, существенно влияющих на время жизни неравновесных носителей заряда [4]. Примем что концентрация добавочных рекомбинационных уровней в варизонном слое равна  $M$ . Поскольку эти центры в  $n$ -полупроводнике полностью заполнены, рекомбинация через них определяется только захватом дырок, а общий темп рекомбинации будет равен

$$I_p = \int_0^w \gamma_p M \Delta p_0 \exp[-(w - z)/l_p] dz,$$

где  $\gamma_p$  — коэффициент захвата дырок на рекомбинационные уровни.

В приближении линейной варизонности длина  $l_p$  является постоянной величиной, так что для скорости поверхностной рекомбинации справедливо приближение  $S_w = I_p/p = \gamma_p M l_p$ .

В слоях КРТ  $n$ -типа экспериментальные значения эффективного времени жизни  $\tau_{ef}$  достигают величин порядка 1 мкс. Если эти времена полностью определяются поверхностной рекомбинацией в варизонном слое, то требуемое для этого значение  $S_w = d/2\tau_{ef}$  при  $d = 10$  мкм и  $\tau_{ef} = 1$  мкс составит 500 см/с. Данное значение  $S_w$  при  $l_p = 10^{-5}$  см обеспечивается величиной произведения  $\gamma_p M = 5 \cdot 10^7$  с $^{-1}$ , которое для сечения захвата дырок, например  $10^{-7}$  см $^2$ , дает  $\gamma_p = 10^{-7}$  см $^3$ /с и  $M = 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Если на поверхности полупроводника при  $z = 0$  имеются поверхностные рекомбинационные

уровни с концентрацией  $N_t$ , расположенные вблизи середины запрещенной зоны, то связанная с ними скорость поверхностной рекомбинации  $S_t$  будет определена равенством  $S_t = \gamma_{pt} N_t \exp(-\Delta E_{gs}/k_0 T)$ . Произведение  $\gamma_{pt} N_t$  определяет величину максимальной скорости поверхностной рекомбинации при отсутствии варизонного слоя и составляет, например при  $\gamma_{pt} = 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с и  $N_t = 10^{12}$  см<sup>-2</sup> величину  $10^5$  см/с. При использованном выше значении  $\Delta E_{gs} = 0,1$  эВ, и при температуре 80 К эта компонента скорости поверхностной рекомбинации будет подавлена до значений порядка 1 см/с.

#### Литература

1. Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Якушев М. В., Варавин В. С., Васильев В. В., Сусяков А. О., Овсяк В. Н. Конструирование и выращивание фоточувствительных структур на основе КРТ МЛЭ для ИК-фотоприемников// Прикладная физика. 2000. № 5. С. 121–132.
2. Варавин В. С., Васильев В. В., Захарьян Т. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Овсяк В. Н., Осадчий В. М., Сидоров Ю. Г., Сусяков А. О. Фотодиоды с низким последовательным сопротивлением на основе варизонных эпитаксиальных слоев Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te// Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 12. С. 69–72.
3. Васильев В. В., Есаев Д. Г., Кравченко А. Ф., Осадчий В. М., Сусяков А. О. Исследование влияния варизонности эпитаксиальных слоев на эффективность работы фотодиодов на основе твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te// Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34. Вып. 7. С. 877–880.
4. Осадчий В. М., Сусяков А. О., Васильев В. В., Дворецкий С. А. Эффективное время жизни неосновных носителей заряда в МЛЭ-слоях CdHgTe с переменным профилем состава по глубине// Автометрия. 1998. № 4. С. 71–77.
5. Овсяк В. Н. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. — Новосибирск: Наука, 1984. — 253 с.
6. Kroemer H. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in noninform semiconductors// RCA Rev., 1957. V. 18. № 3. P. 332–342.
7. Raymond R. M., Hayes R. E. Barrier height reduction for n–n-heterojunctions// J. Appl. Phys., 1977. V. 48. № 3. P. 1359–1360.

## About a potential distribution in a thin layer of the graded band-gap semiconductor

T. E. Kovalevskaya, V. N. Ovsuk

Institute for Physics of Semiconductors, Novosibirsk, Russia

*Method of an estimation of a potential distribution in thin graded band-gap layers of the photosensing semiconductor has been offered. In approximation by a linear graded band-gap the consideration is made to forming the space charge areas in MCT layers for several special cases. Conclusion is made of conditions of forming a "surface" recombination on boundaries of homogeneous and graded band-gap areas.*