

Т. Е. Ковалевская, В. Н. Овсяк*(Новосибирск)***О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА В ТОНКИХ СЛОЯХ CdHgTe
С ВАРИЗОННЫМИ ОБЛАСТЯМИ**

Предложен упрощенный метод оценки распределения потенциала в тонких варизонных слоях фоточувствительного полупроводника. В приближении линейной варизонности рассмотрено формирование областей пространственного заряда в пленке полупроводника с варизонным слоем в ее средней части, а также с варизонными слоями вблизи внешних поверхностей, которые используются для управления характеристиками планарных фотодиодов и подавления поверхностной рекомбинации в матричных приемниках ИК-излучения на основе эпитаксиальных слоев теллурида кадмия–ртути.

Введение. Изучению теллурида кадмия–ртути (КРТ) уделяется постоянное внимание, поскольку он является практически единственным материалом, позволяющим создавать на его основе матричные и линейчатые фотоприемники с предельно высокими характеристиками для получения тепловых изображений в спектральных диапазонах 3–5 и 8–14 мкм [1–3]. В работах [4–6] показано, что молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) пленок КРТ предоставляет удобную возможность создания в них варизонных областей, с помощью которых можно подавлять поверхностную рекомбинацию в этих пленках и управлять характеристиками планарных фотодиодов, в частности, путем введения «пичков» в зону проводимости на границе *p–n*-переходов или создания слоев с высокой проводимостью на внутренней границе раздела, отделенных потенциальным барьером от основного слоя материала. Теоретическому анализу эффектов переноса и фотоэлектрических явлений в достаточно протяженных варизонных полупроводниках с плавным градиентом состава, в том числе и в КРТ, посвящен ряд работ (см., например, [7, 8]), причем при резких градиентах состава варизонных слоев в областях толщиной менее 1 мкм, которые обычно используются в приборных структурах, требовалось прибегать к численному моделированию распределения потенциала [9–12]. В данной работе предложены достаточно простые аналитические соотношения, которые в приближении линейной варизонности позволяют находить указанное распределение потенциалов, не прибегая к численному моделированию. Рассмотрены частные случаи варизонных структур, в том числе с приповерхностными варизонными областями в эпитаксиальных слоях КРТ, и обсуждены некоторые особенности поверхностной рекомбинации в таких слоях.

Общие принципы. Рассмотрим варизонный полупроводник, равномерно легированный донорной примесью с концентрацией N_D , запрещенная зона которого убывает по некоторому 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, *a* изображена начальная ситуация, для которой объемный заряд в полупроводнике всюду равен нулю, а края разрешенных зон изменяются по некоторым законам $E_c^0(z)$ и $E_v^0(z)$, в свою очередь определяющимся хорошо известной зависимостью ширины запрещенной зоны от состава x слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [13]. Градиенты кривых $E_c^0(z)$ и $E_v^0(z)$ определяют так называемые встроенные «квазиэлектрические поля» [14], под действием которых электроны и дырки будут перемещаться вдоль координаты z до тех пор, пока не установится одинаковый уровень Ферми во всем образце. Одновременно с этим возникнет равновесное распределение объемного заряда $\rho(z)$ и установятся 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 (рис. 1, *b*).

Введем обозначения $V_n^0(z)$, $V_p^0(z)$ для начальных и $V_n(z)$, $V_p(z)$ для равновесных значений электростатического потенциала в точке z по отношению к правой стороне пластины полупроводника, расположенной в плоско-

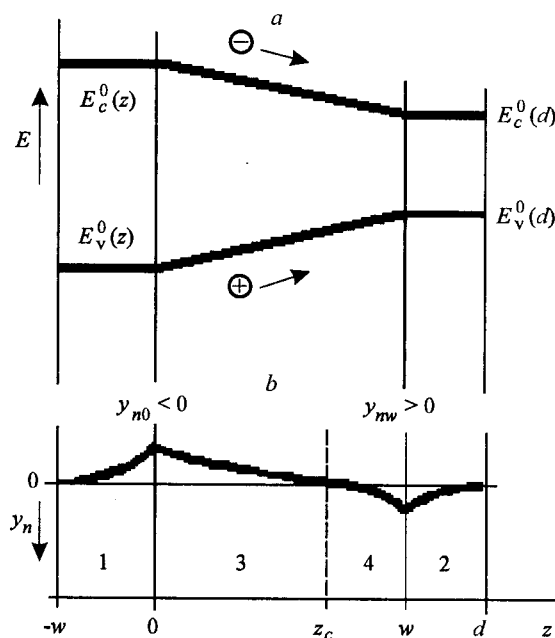


Рис. 1. Координатная диаграмма полупроводникового образца с варизонным участком в интервале $(0, w)$: исходное состояние образца при отсутствии объемных зарядов (*a*); зависимость безразмерного потенциала $y_n(z)$ от координаты в равновесном образце *n*-типа проводимости (эта же кривая отражает равновесную зависимость положения дна зоны проводимости от координаты) (*b*)

сти $z = d$, которую мы произвольно выбираем за начало отсчета потенциала. В этом случае

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

и

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

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

Одномерное уравнение Пуассона, связывающее электрические поля с величиной пространственного заряда $\rho(z)$, запишем в следующем виде:

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

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

причем имеют место дополнительные соотношения

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

$$V_p - V_n = V_p^0 - V_n^0 = \Delta E_g(z)/e, \quad (3)$$

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 (1a) и (1b) являются эквивалентными, и для нахождения распределения потенциала может быть выбрано любое из них.

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

$$n(z) = n(d) \xi_n^{3/2} \exp\left(\frac{eV_n}{k_0T}\right), \quad (4a)$$

$$p(z) = p(d) \xi_p^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_p}{k_0T}\right), \quad (4b)$$

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 текущие значения эффективных масс носителей заряда, зависящие от ширины запрещенной зоны полупроводника, а $m_n(d)$ и $m_p(d)$ — их значения в выбранной за начало отсчета плоскости вблизи $z = d$. Выражение для объемного заряда $\rho = e[p(z) - n(z)]$ в таком случае можно записать в виде

$$\rho = ep(d) \left[\xi_p^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_p}{k_0T}\right) - 1 \right] - en(d) \left[\xi_n^{3/2} \exp\left(\frac{eV_n}{k_0T}\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Полупроводник с линейной варизонностью. Рассмотрим упрощенное решение задачи распределения потенциала в однородно легированном образце n -типа при следующих предположениях:

1) 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:

$$d^2V_n^0/dz^2 = d^2V_p^0/dz^2 = 0;$$

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

3) можно пренебречь концентрациями дырок и их зарядом, а для электронов использовать больцмановское соотношение (4а). При таких предположениях уравнение (1а) приобретает вид

$$\frac{d^2y_n}{dz^2} + \frac{1 - e^{y_n}}{2L_D^2} = 0, \quad (6)$$

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

$$L_D = \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_0 \bar{\epsilon}_s(d) k_0T}{2e^2 N_D}},$$

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, *b*. 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 величина общей разности потенциалов для электронов проводимости, падающей на варизонной области. 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 , где величина $y_n(z)$ меняет знак. При переходе на однородные участки образца как при $z < 0$, так и при $z > w$ потенциал по абсолютной величине затухает, стре-

мьсь 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, *b*. Первые интегралы уравнения (6) для указанных областей получаются теми же методами, которые применяются в теории приповерхностных областей заряда в полупроводниках [15]:

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

где

$$F_{1,2}(y_n) = -\sqrt{e^{y_n} - 1 - y_n}, \quad (7)$$

$$F_{3,4}(y_n) = \sqrt{t^2 + e^{y_n} - 1 - y_n}, \quad (8)$$

а параметр t представляет безразмерную производную от потенциала по координате в точке z_c :

$$t = L_D \left(\frac{dy_n}{dz} \right)_c, \quad (9)$$

положительную в данной задаче; ее мы найдем далее. 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 $(0, y_{nw})$. Слойные заряды в указанных четырех областях будут иметь следующий вид:

$$Q_1 = 2eN_D L_D \sqrt{e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1}, \quad (10a)$$

$$Q_2 = -2eN_D L_D \sqrt{e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1}, \quad (10б)$$

$$Q_3 = 2eN_D L_D \left(\sqrt{t^2 + e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1} - t \right), \quad (10в)$$

$$Q_4 = -2eN_D L_D \left(\sqrt{t^2 + e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1} - t \right). \quad (10г)$$

Эти заряды связаны между собой условием общей электрической нейтральности $Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = 0$, из которого с учетом равенств (10а)–(10г) получается полезное соотношение

$$e^{y_{nw}} - y_{nw} = e^{y_{n0}} - y_{n0}, \quad (11)$$

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 (11) 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 (9) 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 ΔE_c^0 – начальный перепад края зоны проводимости на линейном участке толщиной w (см. рис 1, а), и подставляя в него соотношения (10а) и (10в), получим

$$t^2 = s^2 - 2s \sqrt{e^{y_{n0}} - 1 - y_{n0}}. \quad (12)$$

Здесь введено обозначение вспомогательного параметра

$$s = \frac{L_D}{w} \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T}. \quad (13)$$

Функции $F_{3,4}(y_n)$ (8) приобретут вид

$$F_{3,4} = \sqrt{s^2 - 2s \sqrt{e^{y_{n0}} - 1 - y_{n0}} + e^{y_n} - 1 - y_n}. \quad (14)$$

При заданных величинах ширины варизонной области w и параметра s (13) равновесные значения изгибов зон y_{n0} и y_{nw} с учетом равенства (11) могут быть найдены численным решением уравнения

$$\frac{w}{L_D} = \int_{y_{n0}}^0 \frac{dy_n}{F_3(y_n)} + \int_0^{y_{nw}} \frac{dy_n}{F_4(y_n)}. \quad (15)$$

Координатные зависимости $y_n(z)$ вычисляются по соотношениям

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

для областей 1, 3 и областей 2, 4 соответственно. В качестве примера на рис. 2 показана эволюция изгибов зон по мере увеличения толщины варизонного слоя от $w = 0$ до $w = 4,2L_D$ при фиксированной величине $\Delta E_c^0 = 0,1$ эВ. Случай $w = 0$ соответствует резкому гетеропереходу, случай $w = L_D$ – слегка размытому, а случай $w \gg L_D$ – протяженному гетеропереходу.

Частные случаи. 1. *Протяженная варизонная область.* По мере увеличения толщины слоя w (см. рис. 2), начиная с некоторой достаточно большой

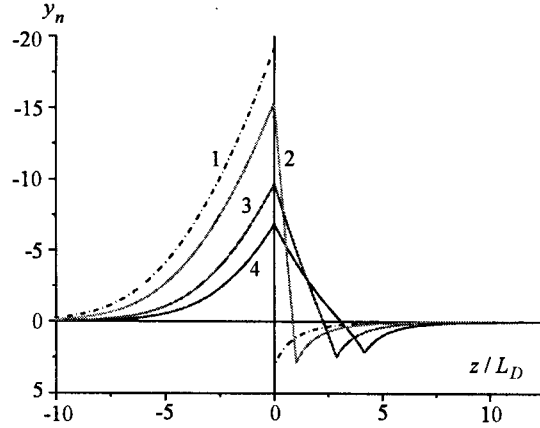


Рис. 2. Распределение равновесного потенциала в варизонном образце при разных толщинах w варизонного слоя: $w/L_D = 0$, $y_{n0} = 3,1$, $y_{nw} = -19,2$ (кривая 1); $w/L_D = 1$, $y_{n0} = -2,9$, $y_{nw} = -15,4$ (кривая 2); $w/L_D = 2,9$, $y_{n0} = 2,5$, $y_{nw} = -9,7$ (кривая 3); $w/L_D = 4,2$, $y_{n0} = 2,2$, $y_{nw} = -6,8$ (кривая 4)

величины отношения (w/L_D) , 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 (6) может быть заменено более простым:

$$\frac{d^2 y_n}{dz^2} - \frac{y_n}{L^2} = 0, \quad (16)$$

где $L = L_D \sqrt{2}$. Его решением для внутренних областей 3 и 4 является распределение

$$y_n^{(3,4)} = y_{nw} \frac{\text{sh}[(2z - w)/2L]}{\text{sh}(w/2L)}, \quad (17)$$

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 будет

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{1 - \exp(-w/L)}{w/L}. \quad (18)$$

Это выражение совпадает с полученным в работе [16], которая посвящена решению подобной задачи для малых значений $\Delta y_n \ll 1$.

Для резких гетеропереходов (т. е. при $w = 0$) уравнение (18) 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 (18)

справедливо только для малых разрывов краев зоны проводимости $\Delta E_c^0 \ll \ll k_0 T$. Для протяженных слоев ($w \gg L$) получим

$$\Delta y_n = \frac{L}{w} \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T}, \quad (19)$$

причем в этом случае величина ΔE_c^0 не обязана быть малой по сравнению с $k_0 T$. Если $\Delta E_c^0 \gg k_0 T$, то условие малых изгибов зон $\Delta y_n \leq 1$ окажется справедливым, начиная с некоторой толщины варизонного слоя $w^* = (L \Delta E_c^0 / k_0 T)$. Для многих практических ситуаций в пленках CdHgTe реализуются перепады электронного сродства $\Delta E_c^0 = 0,1-0,5$ эВ. Возьмем в качестве примера $\Delta E_c^0 = 0,1$ эВ, и для слоя КРТ с параметрами $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $L = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ при $T = 80 \text{ К}$ получим $w^* \geq 1,0 \text{ мкм}$.

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 .

2. *Полностью варизонный слой.* Полученный результат легко преобразуется на случай варизонного полупроводника, в котором линейный градиент его запрещенной зоны распространен на всю толщину образца. Отличие заключается только в отсутствии областей 1 и 2, показанных на рис. 1, *a, b*. Связь между равновесными изгибами зон y_{nw} и y_{n0} определена тем же уравнением (11), которое для малых изгибов зон сводится к равенству $y_{n0} = -y_{nw}$. Для малых изгибов зон уравнение (16) дает то же распределение (17), которое было получено для предыдущего образца, а отличие заключается в несколько ином выражении для $\Delta y_n = y_{nw} - y_{n0}$:

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{2L}{w} \operatorname{th} \left(\frac{w}{2L} \right). \quad (20)$$

При $w \ll 2L$, как и ранее, $\Delta y_n = \Delta E_c^0 / k_0 T$, а при $w \gg 2L$

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{2L}{w}. \quad (21)$$

В этом случае перепад потенциалов между границами образца вдвое выше, чем для образца с варизонностью в средней его части (см. (19)), что связано с отсутствием слоевых зарядов Q_1 и Q_2 вне варизонного слоя полупроводника. Слоеые заряды Q_3 и Q_4 равны друг другу по абсолютной величине и определены равенством

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

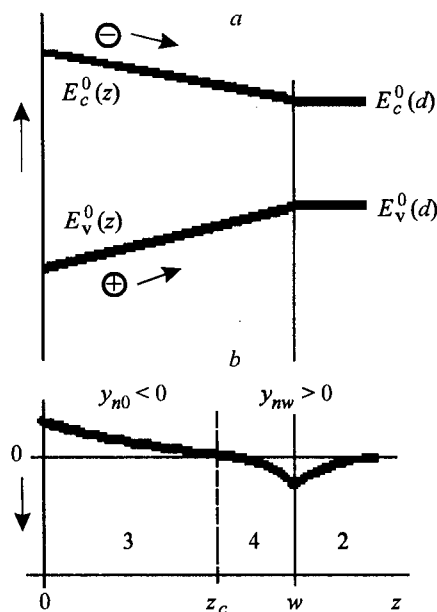


Рис. 3. Координатная диаграмма полупроводникового образца с приповерхностным варизонным слоем в интервале $(0, w)$: исходное состояние образца при отсутствии объемных зарядов (а); зависимость безразмерного потенциала $y_n(z)$ от координаты в равновесном образце n -типа (эта же кривая отражает равновесную зависимость положения дна зоны проводимости от координаты) (б)

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 среднего между поверхностями варизонного полупроводника.

3. *Приповерхностные варизонные слои.* В настоящее время для изготовления фоторезистивных и фотодиодных приемников излучения широко используют эпитаксиальные слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, вблизи поверхностей которых сформированы варизонные участки с возрастающей к поверхности шириной запрещенной зоны (рис. 3, а). Рассмотрим эту задачу.

Примем среднюю однородную часть полупроводникового слоя $(d - 2w)$ достаточно протяженной, что позволит рассматривать каждый из приповерхностных варизонных участков независимо друг от друга. После установления равновесия возникает некоторое распределение потенциалов, качественно показанное на рис. 3, б для левого варизонного слоя. Общее решение 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 (11) получим

$$e^{y_{n0}} - y_{n0} - 1 = 2s(e^{y_{nw}} - y_{nw} - 1)^{1/2}, \quad (22)$$

где параметр s задан тем же равенством (13). Для малых изгибов зон уравнение (22) 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 (16) для областей 3 и 4 дает координатные распределения безразмерных потенциалов в виде

$$y_n^{(3)}(z) = -\frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{w} \frac{\text{sh}[(z_c - z)/L]}{\text{ch}(z_c/L)}, \quad (23)$$

$$y_n^{(4)} = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{w} \exp\left(-\frac{w - z_c}{L}\right) \text{sh}\left(\frac{z - z_c}{L}\right), \quad (24)$$

где z_c – координата плоскости, на которой зависимость $y_n(z)$ меняет знак:

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

Изгибы зон на границах получаются из уравнений (23) и (24) при $z = 0$ и $z = w$ соответственно, а общий перепад потенциалов между границами варизонного слоя составит

$$\Delta y_n = y_{nw} - y_{n0} = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{L}{2w} [(2 - e^{-w/L})^2 - 1]. \quad (25)$$

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

$$\Delta y_n = \frac{\Delta E_c^0}{k_0 T} \frac{3L}{2w}. \quad (26)$$

В этом случае перепад потенциалов между границами варизонной области в 1,5 раза выше, чем для образца с варизонностью в средней его части (см. (19)); 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, a, b , используется в качестве фоторезистора с засветкой через варизонную область вдоль оси z . Считая, что толщина варизонного слоя достаточно велика, пренебрежем начальными изгибами зон (23) и (24), 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 $eN_D \mu_n w$.

Распределение свободных дырок при $z < w$ может быть выражено функцией

$$\Delta p(z) = \Delta p(w) \exp[-(w - z)/l_p],$$

где $l_p = wk_0T/\Delta E_{gs}$ – характерная длина, на которой концентрация дырок захватывает 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 [17, 18]. Примем концентрацию добавочных рекомбинационных уровней в варизонном слое равной M . Поскольку эти центры в n -полупроводнике полностью заполнены, рекомбинация через них определяется только захватом дырок, а общий темп рекомбинации

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

где γ_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 $S_w = I_p/\Delta p = \gamma_p M l_p$.

В слоях КРТ n -типа экспериментальные значения эффективного времени жизни τ_{eff} достигают величин порядка 1 мкс. Если эти времена полностью определяются поверхностной рекомбинацией в варизонном слое, то требуемое для этого значение $S_w = d/2\tau_{\text{eff}}$ при $d = 10$ мкм и $\tau_{\text{eff}} = 1$ 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 как

$$S_t = \gamma_{pt} N_t \exp(-\Delta E_{gs}/k_0T).$$

Произведение $\gamma_{pt} N_t$ определяет величину максимальной скорости поверхностной рекомбинации при отсутствии варизонного слоя и составляет, например, при $\gamma_{pt} = 10^{-7}$ см 3 /с и $N_t = 10^{12}$ см $^{-2}$ величину 10^5 см/с. При значении $\Delta E_{gs} = 0,1$ эВ и температуре 80 К эта компонента скорости поверхностной рекомбинации будет подавлена до значений порядка 1 см/с.

Закключение. В данной работе изложен метод упрощенного анализа распределения потенциала и зарядов в тонкой пленке полупроводника с варизонным слоем в ее средней части, а также с варизонными слоями вблизи внешних поверхностей, которые используются в эпитаксиальных пленках теллурида кадмия–ртути для подавления поверхностной рекомбинации. Найдено, что при произвольных величинах линейного градиента ширины запрещенной зоны в варизонном слое задача может быть решена с помощью

обычных уравнений (1) или (6), которые используются при анализе приповерхностных областей пространственного заряда в однородных полупроводниках. Количественно показано, что амплитуда скачков потенциала на границах варизонного слоя убывает с увеличением его протяженности (см. рис. 2) и определены условия, при которых можно пренебрегать изгибами зон (19), (21) или (26), а также величиной зарядов, локализованных вблизи границ однородного и варизонного слоев.

Показано, что варизонные слои, прилегающие к внешним поверхностям пластины однородно легированного полупроводника, вообще не участвуют в фотопроводимости, а глубокие уровни, которые могут быть связаны с ростовыми дислокациями, возникающими при выращивании варизонного слоя, способны формировать квазиповерхностную рекомбинацию и определять приповерхностную рекомбинацию горячих фотоносителей в процессе их термализации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Овсяк В. Н., Курьшев Г. Л., Сидоров Ю. Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука, 2001.
2. Овсяк В. Н., Сусяков А. О., Захарьяш Т. И. и др. Фотосопротивления на основе пленок CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Автометрия. 1996. № 4. С. 45.
3. Васильев В. В., Есаев Д. Г., Захарьяш Т. И. и др. Матричное фотоприемное устройство 128×128 на основе слоев CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs // Автометрия. 1998. № 4. С. 27.
4. Васильев В. В., Варавин В. С., Дворецкий С. А. и др. Фотоприемный модуль для тепловизора // Там же. С. 43.
5. Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н. и др. Конструирование и выращивание фоточувствительных структур на основе КРТ МЛЭ для ИК-фотоприемников // Прикладная физика. 2000. № 5. С. 121.
6. Варавин В. С., Васильев В. В., Захарьяш Т. И. и др. Фотодиоды с низким последовательным сопротивлением на основе варизонных эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Оптический журнал. 1999. 66, № 12. С. 69.
7. Константинов О. В., Царенков Г. В. Фотопроводимость и эффект Дембера в варизонных полупроводниках. // Физика и техника полупроводников. 1976. 10, вып. 4. С. 720.
8. Marshak A. Y., Van Vliet K. M. Electrical current in solids with position-dependent band structure // Solid State Electron. 1978. 21. P. 417.
9. Васильев В. В., Есаев Д. Г., Кравченко А. Ф. и др. Исследование влияния варизонности эпитаксиальных слоев на эффективность работы фотодиодов на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ // Физика и техника полупроводников. 2000. 34, вып. 7. С. 877.
10. 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.
11. Bratt P. R., Casselman T. N. Potential barriers in HgCdTe heterojunctions // Journ. Vac. Sci. and Technol. 1985. F3, N 1. P. 238.
12. Madarasz F. L., Szmulowics F. Barrier formation in graded $Hg_{1-x}Cd_xTe$ heterojunctions // Journ. Appl. Phys. 1987. 62, N 8. P. 3267.

13. **Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N.** Energy gap versus alloy composition and temperature in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ // Journ. Appl. Phys. 1982. **53**, N 10. P. 7099.
14. **Kroemer H.** Quasi-electric and quasi-magnetic fields in noninform semiconductors // RCA Rev. 1957. **18**, N 3. P. 332.
15. **Овсюк В. Н.** Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Новосибирск: Наука, 1984.
16. **Raymond R. M., Hayes R. E.** Barrier height reduction for $n-n$ heterojunctions // Journ. Appl. Phys. 1977. **48**, N 3. P. 1359.
17. **Szilagyi A., Grimbergen M. N.** Misfit and threading dislocations in HgCdTe epitaxy // Journ. Vac. Sci. and Technol. 1986. **A4**, N 4. P. 2200.
18. **Malachowsky M. J., Piotrowsky J., Rogalski A.** Influence of dislocations on the performance of $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ graded gap photoresistors // Infrared Phys. 1988. **28**, N 5. P. 279.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: acelle@isp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
24 февраля 2004 г.*