

УДК 621.315.592

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРАНИЦ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК ПО ПОЛЕВЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ЕМКОСТИ ИНВЕРСИОННЫХ КАНАЛОВ МДП ТРАНЗИСТОРОВ

А. С. Веденеев, А. Г. Гайворонский, А. Г. Ждан

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120, Фрязино, Россия
(Получена 19.03.1992. Принята к печати 26.03.1992)

Развита методика спектроскопии границы раздела полупроводник—диэлектрик промышленных МДП транзисторов с коротким каналом, основанная на комбинации методов эффекта поля и «расщепленных» вольт-фарадных характеристик. По зависимости электропроводности канала от потенциала затвора определяются низкочастотная вольт-фарадная характеристика транзистора, потенциал границы раздела и функция плотности пограничных состояний в интервале энергий, примыкающем к краю зоны неосновных носителей заряда. Дополнительные измерения вольт-фарадных характеристик позволяют оценивать паразитные емкости между затвором и областями истока и стока и устанавливать факт изменения длины канала с напряжением затвора.

Исследованы Si—МОП-транзисторы с *p*-каналом инверсии, изготовленные по промышленной технологии (длина канала 10 мкм). Найденная плотность пограничных состояний имеет максимум ($N_{SS}^{\max} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}/\text{эВ}$) при $E - E_v \approx 150 \text{ мэВ}$, что согласуется с известными результатами независимых исследований границы раздела Si—SiO₂.

Подвижность μ носителей заряда в проводящих каналах МДП транзисторов и плотность пограничных состояний $N_{SS}(E)$ — фундаментальные характеристики границы раздела полупроводник—диэлектрик, определяющие рабочие параметры приборов этого класса. Традиционные методы исследования μ и ее зависимостей от различных факторов базируются на эффекте Холла [1, 2], но они требуют достаточно громоздкого экспериментального аппарата [1–4] и образцов со специфической «колловской» конфигурацией [1]. Кроме того, в рамках чисто колловских экспериментов нельзя получить сведений о функции $N_{SS}(E)$. Более просты в реализации измерения поверхностной проводимости $\sigma(V_g)$ и подвижности эффекта поля $\mu^*(V_g) \propto \frac{d\sigma}{dV_g}(V_g)$ [5]. Между тем, как и в предыдущем случае, для определения $N_{SS}(E)$ необходимы дополнительные измерения, например, низкочастотных вольт-фарадных характеристик (ВФХ) — зависимостей $C(V_g)$ (здесь C — емкость транзистора, V_g — потенциал затвора). По-видимому, впервые подобный подход осуществлен в [6], но в этой работе не контролировался вклад в ВФХ транзистора паразитных емкостей. В [7] за счет использования оригинальной схемы измерения зависимости $C(V_g)$ — метода «расщепленных» ВФХ — на транзисторах с относительно длинным каналом ($\approx 20 \text{ мкм}$) вклад паразитных эффектов в искомую ВФХ уменьшен. Однако процедура [7] допускает произвол в выборе параметров коррекции ВФХ, проявляющийся, в частности, в возрастающей с уменьшением длины канала (т. е. с увеличением относительного вклада паразитных емкостей между затворами и областями истока и стока в

измеряемую ВФХ) неопределенности в энергетической привязке функции $N_{SS}(E)$, а следовательно и в ее форме. Тем не менее методы [6, 7] привлекают оперативностью, применимостью к простым транзисторным структурам, а также возможностью в сочетании с данными эффекта Холла получать принципиально новую информацию — сведения о механизмах рассеяния носителей заряда.

В связи с этим развивается комбинация методов ВФХ и эффекта поля, нечувствительная к паразитной емкости затвор—исток, сток, а поэтому применимая ко многим транзисторным структурам, в том числе к промышленным образцам с короткими каналами. Учитывая, что в области слабой (промежуточной) инверсии микроскопическая подвижность носителей заряда в инверсионном канале μ_0 не зависит от V_g [3, 4, 6, 7], а их концентрация p (рассматривается для определенности дырочный канал инверсии) изменяется с поверхностным потенциалом φ_s по экспоненциальному закону [2, 7], электропроводность канала

$$\sigma = q\mu_0 p \propto \exp(q\varphi_s/kT) \quad (1)$$

или

$$\ln \sigma \equiv q\varphi_s/kT = \text{const}, \quad (2)$$

где q — элементарный заряд, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Дифференцируя (2) по V_g , находим производную

$$d\varphi_s/dV_g = \frac{kT}{q} d \ln \sigma / dV_g, \quad (3)$$

полевая зависимость которой определяет низкочастотную ВФХ транзистора:

$$C \equiv C_0 \left(1 - \frac{d\varphi_s}{dV_g} \right) = C_0 \left(1 - \frac{kT}{q} \frac{d \ln \sigma}{dV_g} \right), \quad (4)$$

где C_0 — нормированная на единицу поверхности емкость подзатворного диэлектрика. Очевидно, что ВФХ (4) определяется только электронными свойствами границы раздела. Иными словами, она принципиально не содержит вклада от паразитных емкостей между затвором и областями истока и стока. Существенно, что данный подход ограничивает область определения ВФХ потенциалами затвора V_g , при которых, с одной стороны, достигаются минимально измеримые значения σ (слабая инверсия), а с другой — нарушается условие $\mu_0 = \text{const}$ (переход от промежуточной инверсии к сильной).

Между тем стандартная процедура определения $N_{SS}(E)$ по низкочастотной ВФХ требует знания зависимости $C(V_g)$ в широком диапазоне изменения V_g , обеспечивающем переход поверхности полупроводника от сильного обогащения к сильной инверсии [8]. Поэтому она к рассматриваемому случаю неприменима. В этой ситуации восстановление функции $N_{SS}(E)$ можно осуществить по зависимости $\sigma(V_g)$.

В состоянии инверсии дифференциальная емкость полупроводника (поверхностная емкость) [8]

$$C_S(V_g) = (C^{-1} + C_0^{-1}) = \frac{dQ_I}{d\varphi_s} + \frac{dQ_D}{d\varphi_s} + \frac{dQ_{SS}}{d\varphi_s}, \quad (5)$$

где Q_I , Q_D и Q_{SS} — плотность заряда в инверсионном канале, обедненном слое и на пограничных состояниях соответственно. Отсюда по определению

$$N_{SS}(E) \equiv N_{SS}(\varphi_s) = \frac{1}{q^2} \frac{dQ_{SS}}{d\varphi_s} =$$

$$= \frac{1}{q^2} \left[C_S (V_g) - \frac{dQ_I}{d\varphi_S} - \frac{dQ_D}{d\varphi_S} \right]. \quad (6)$$

Два последних слагаемых в квадратных скобках (6), описывающих дифференциальную емкость области пространственного заряда полупроводника, $C_S^* = = dQ_I/d\varphi_S = dQ_D/d\varphi_S$ — однозначные функции поверхностного потенциала φ_S , а следовательно и электропроводности канала. В областях слабой и промежуточной инверсии, согласно [8], C_S^* можно представить в виде

$$C_S^* = \frac{\kappa}{4\sqrt{2}\pi L_D} \left(\frac{\gamma e \frac{q\varphi_S}{kT}}{\sqrt{q\varphi_S/kT}} + \frac{1}{\sqrt{q\varphi_S/kT}} \right),$$

$$\gamma e^{q\varphi_S/kT} < q\varphi_S/kT, \quad (7)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $L_D = \sqrt{\frac{\kappa kT}{4\pi q^2 N}}$ — дебаевская длина, N — концентрация легирующей примеси, $\gamma = n_i^2/N^2$, n_i — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

Первый член в (7) описывает дифференциальную емкость инверсионного канала, а второй — емкость слоя обеднения. С другой стороны, плотность дырок в инверсионном канале [2]

$$p = \frac{1}{q} \int_0^{\varphi_S} \frac{dQ_I}{d\varphi} d\varphi = \frac{\kappa\gamma}{4\sqrt{2}\pi q L_D} \int_0^{\varphi_S} \frac{e^{q\varphi/kT}}{\sqrt{q\varphi/kT}} d\varphi \cong \frac{\kappa\gamma kT e^{q\varphi_S/kT}}{\sqrt{q\varphi_S/kT}}, \quad (8)$$

т. е. [ср. (6) и (7)]

$$p \cong \frac{\kappa\gamma kT e^{q\varphi_S/kT}}{4\sqrt{2}\pi q L_D \sqrt{q\varphi_S/kT}} = \frac{kT}{q^2} \frac{dQ_I}{d\varphi_S}. \quad (8')$$

Отсюда, замечая, что $\sigma = q\mu_0 p$, получаем уравнение, связывающее φ_S и σ ,

$$\sigma = \frac{\gamma\kappa kT\mu_0 e^{q\varphi_S/kT}}{4\sqrt{2}\pi q L_D \sqrt{q\varphi_S/kT}} = \sigma_0 \frac{e^{q\varphi_S/kT}}{\sqrt{q\varphi_S/kT}}, \quad \sigma_0 = \frac{\gamma\kappa kT\mu_0}{4\sqrt{2}\pi q L_D}. \quad (9)$$

Приближенно разрешая (9) относительно φ_S при обычно выполняющемся в режиме инверсии условии $q\varphi_S/kT \gg 1$, получаем

$$\varphi_S = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \sqrt{\ln \frac{\sigma}{\sigma_0}} \right). \quad (10)$$

Это уравнение позволяет выразить C_S^* (7) через непосредственно измеряемую на опыте зависимость $\sigma(V_g)$:

$$C_S^* = \frac{\gamma\kappa}{4\sqrt{2}\pi L_D} \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} + \frac{1}{\gamma} \ln^{-1/2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \sqrt{\ln \frac{\sigma}{\sigma_0}} \right) \right]. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (6), с учетом (4) и (5) находим окончательно

$$N_{SS}(\varphi_S) = \frac{1}{q^2} \left\{ C_0 \left[\left(\frac{kT}{q} \frac{d \ln \sigma}{dV_g} \right)^{-1} - 1 \right] - \frac{\gamma\kappa}{4\sqrt{2}\pi L_D} \times \right.$$

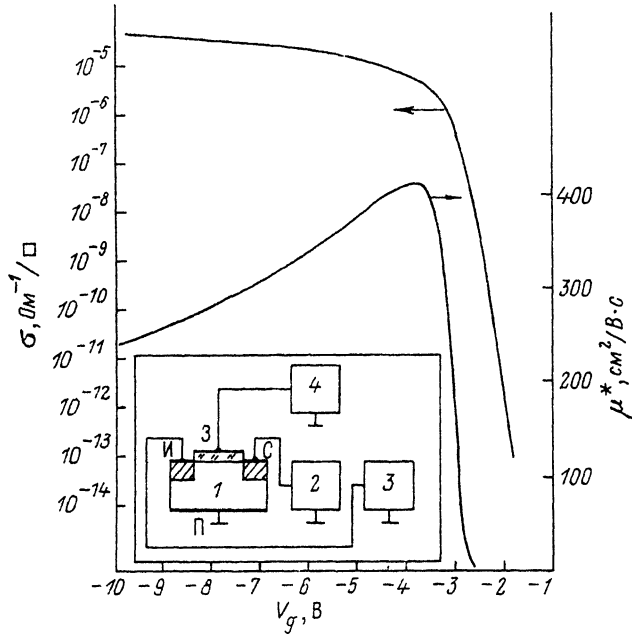


Рис. 1. Зависимость электропроводности канала инверсии σ и подвижности эффекта поля $\mu^* = -1/C_S d\sigma/dV_g$ от потенциала затвора V_g . На вставке — схема включения полевого транзистора. 1 — n -Si, 3 — затвор, И — исток, С — сток, П — подложка (тыловой контакт к n -Si); 2 — измеритель тока стока; 3 — источник напряжения исток—сток; 4 — источник полевого напряжения.

$$\times \left[\frac{\sigma}{\sigma_0} + \frac{1}{\gamma} \ln^{1/2} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \sqrt{\ln \frac{\sigma}{\sigma_0}} \right) \right] \Bigg\}, \quad (12)$$

где φ_s определено уравнением (10).

Продемонстрируем возможности развитого подхода на примере определения электронных характеристики границы раздела Si—SiO₂ p -канальных МОП транзисторов, изготовленных по промышленной технологии на (100) — Si (КЭФ-4.5, $N = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³); длина канала $L = 10$ мкм, ширина канала $W = 2$ мкм, толщина окисла $d_{\text{OX}} = 2000$ Å. При комнатной температуре и малом напряжении исток—сток ($V_d = 10$ мВ) [2-4], измерялись зависимость проводимости дырочного канала инверсии $\sigma(V_g)$ и — по методу расщепленных ВФХ [7] — малосигнальные вольт-фарадные характеристики цепей затвор—исток, сток — $C_{\text{ИС}}(V_g)$, затвор—подложка — $C_{\text{П}}(V_g)$ и затвор—исток, сток, подложка — $C_{\text{ИСП}}(V_g)$. Соответствующие схемы включения транзистора приведены на вставках к рис. 1 и 2, измерительная методика описана в [9]. На рис. 1 представлена типичная экспериментальная зависимость $\sigma(V_g)$, а на рис. 3 — определенная по ней с помощью (10) и (12) плотность пограничных состояний $N_{SS}(E)$ (производная $d \ln \sigma / dV_g$ находилась численным дифференцированием экспериментальной кривой $\ln \sigma - V_g$; $E = E_g - q\varphi_s - kT \ln N_v / N$, E_g — ширина запрещенной зоны Si, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне). Необходимые для расчета $N_{SS}(E)$ значения μ_0 [см. (9)] определялись из следующих соображений. С одной стороны, μ_0 не может превышать подвижность носителей заряда μ_L , лимитируемую фоновым механизмом рассеяния; в данном случае при $T = 300$ К, $N = 10^{15}$ см⁻³, $\mu_L =$

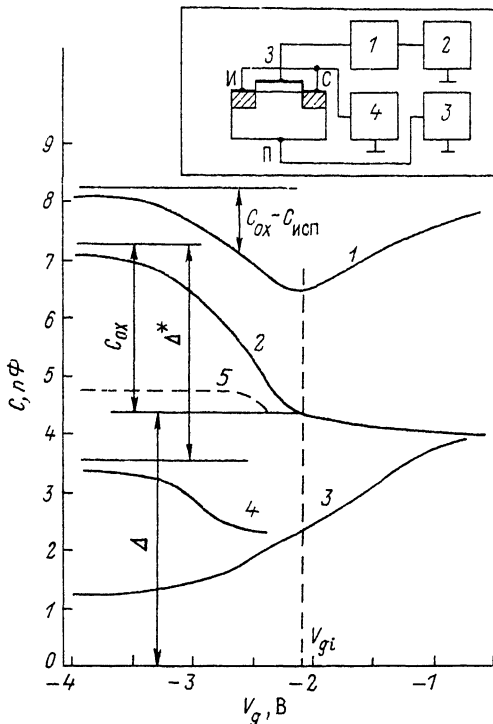


Рис. 2. Вольт-фарадные характеристики цепей. 1 — затвор—исток, сток; подложка Сисп; 2 — затвор—исток, сток Сис; 3 — затвор—подложка Сп; 4 — ВФХ, построенная согласно уравнению (4); 5 — паразитная емкость цепи затвор—исток, сток, подложка. На вставке — схема включения полевого транзистора при измерениях Сис и Сп: 1 — генератор тестирующего сигнала; 2 — источник полевого напряжения; 3, 4 — измерители емкостной составляющей в цепях затвор—подложка и затвор—исток, сток соответственно.

$470 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [10]. С другой стороны, μ_0 может быть только больше величины $\mu_{\text{max}}^* = 410 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в максимуме кривой $\mu^*(V_g)$ (рис. 1). Следовательно, реально μ_0 должна лежать в интервале $\mu_{\text{max}}^* < \mu_0 \leq \mu_L$. Для иллюстрации влияния величины μ_0 на функцию $N_{SS}(E)$ приведенные на рис. 3 данные построены для двух значений μ_0 , отвечающих краям указанного интервала. Видно, что изменение μ_0 в этих пределах не приводит к существенной модификации функции $N_{SS}(E)$.¹ Более того, найденная таким образом плотность состояний очень хорошо качественно согласуется с результатами независимых исследований границы раздела Si—SiO₂ температурным методом [11] и методом прецизионной вольт-емкостной спектроскопии [12].

Интересно теперь сопоставить полученные данные с результатами обработки в соответствии с процедурой [7] расщепленных ВФХ этого же транзистора (рис. 2). Согласно [7], плотность состояний N_{SS} в области слабой инверсии ($dp/d\varphi_S \ll N_{SS}$) определяется соотношением

¹ Факт близости значений μ_{max}^* и μ_L свидетельствует о хорошем качестве границы раздела Si—SiO₂, т. е. о несущественной роли в области V_g , отвечающих максимуму кривой $\mu^*(V_g)$, эффектов прилипания и флуктуационного потенциала.

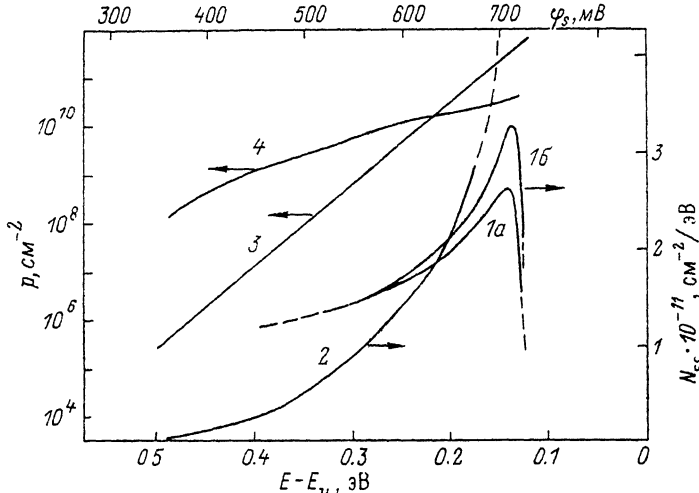


Рис. 3. Плотность пограничных состояний, рассчитанная по (10) и (12) для значений $\mu_0 = 410$ (1а) и $470 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (1б) и по методике [7] (2). 3 и 4 — зависимости от φ_s концентрации дырок в канале p и плотности полного поверхностного заряда $p + p_{SS}$ соответственно.

$$N_{SS}(\varphi_s) = \frac{1}{q} \left(\frac{C_{OX}}{C_{OX} - C_{исп}} \frac{C_{ис}}{S} \right),$$

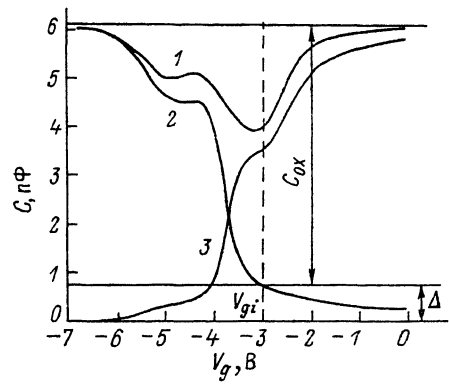
$$\varphi_s = \varphi_{si} + \int_{V_{gl}}^{V_g} \left(1 - \frac{C_{исп}}{C_{OX}} \right) dV_g,$$

$$\varphi_{si} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N}{n_i} \quad (13)$$

где S — площадь канала, $C_{OX} = C_0 S$, V_{gl} — потенциал затвора, при котором уровень Ферми на поверхности совпадает с его положением в собственном полупроводнике; величина V_{gl} находится интегрированием экспериментальной ВФХ из уравнения $\int_{-\infty}^{\infty} (C_{OX} - C_{исп}) dV_g = \int_{V_{gl}}^{\infty} (C_{OX} - C_{исп}) dV_g$.

Измеряемые на опыте величины C_{OX} , $C_{исп}$ и $C_{ис}$, как отмечалось, включают в себя паразитные емкости. По [7] паразитная емкость Δ цепи затвор—исток, сток считается не зависящей от V_g и определяется величиной емкости этой цепи при $V_g = V_{gl}$. При этом фигурирующие в (13) значения C_{OX} , $C_{OX} - C_{исп}$ и $C_{ис}$, очевидно, следует заменить на $C_{ис}|_{V_g=-\infty} - \Delta$, $C_{исп}|_{V_g=-\infty} - C_{исп}$ и $C_{ис} - \Delta$ соответственно. Произвол в таком определении Δ обусловлен тем, что Δ нельзя считать не зависящей от V_g . Это непосредственно вытекает из ВФХ p -канального полевого транзистора, исследованного в [7], представленного на рис. 4 (кривая 2); при отсутствии зависимости $\Delta(V_g)$ кривая 2 вблизи $V_g = V_{gl}$ должна была бы выходить на постоянный уровень, в точности отвечающий паразитной емкости цепи затвор—исток, сток. Сопоставляя рис. 4 с рис. 2 (ср., в частности, кривые 2), видим, что из-за более короткого канала исследуемого транзистора относительный вклад паразитных емкостей и их изменение с V_g проявляются заметно сильнее. Формальная подстановка в (13) скорректированных по [7] на величину Δ ВФХ 1 и 3 (рис. 2) дает плотность состояний, представленную на рис. 3 кривой 2, существенно отличную от рассчитанной по (12). Неадекватность методики определения

Рис. 4. Вольт-фарадные характеристики цепей затвор—исток, сток, подложка (1), затвор—исток, сток (2) и затвор—подложка (3), p -канального полевого транзистора, исследованного в [1].



$N_{SS}(E)$ по [7] в данном случае непосредственно следует также из сопоставления вычисленной по (8) зависимости $p(\varphi_S)$ (рис. 3, кривая 3) с зависимостью от φ_S плотности полного (т. е. свободного p и захваченного на пограничные состояния p_{SS}) поверхностного заряда $p + p_{SS}$, найденной интегрированием скорректированной на величину Δ ВФХ 2 (рис. 2)

$$p + p_{SS} = \frac{1}{qS} \int_{V_{gi}}^{V_g} (C_{ис} - \Delta) dV_g \quad (\text{рис. 3, кривая 4}): \text{кривые 3 и 4 пересекаются; это}$$

невозможно ввиду $p_{SS} > 0$. Отсюда явствует, что подынтегральная функция $(C_{ис} - \Delta)$ занижена вследствие неправильного подхода к оценке Δ .

Более последовательную оценку Δ можно сделать, сопоставив ВФХ, рассчитанную по (4), с экспериментальной ВФХ $C_{ис}(V_g)$ в области сильной инверсии (рис. 2, кривые 4, 2). Разность уровней этих кривых при $V_g \rightarrow -\infty$ дает $\Delta^* = 3.7$ пФ (ср. с $\Delta = 4.4$ пФ, найденной согласно [7]). Вычитая из ВФХ 1 ВФХ 4, находим паразитную емкость Δ_z цепи затвор—исток, сток, подложка (рис 2, кривая 5).

Видно, что Δz постоянна только в области сильной инверсии и уменьшается при изменении V_g в сторону обогащения, т. е. в действительности Δ нельзя считать не зависящей от V_g .

Таким образом, развитая комбинация методов ВФХ и эффекта поля безотносительно к длине канала полевых транзисторов в принципе не требует измерений ВФХ при определении φ_S и $N_{SS}(E)$; в случае, если ВФХ измеряются независимо, можно оценить паразитные емкости между затвором и областями истока и стока и по наличию их зависимости от V_g установить факт изменения длины канала с напряжением затвора, т. е. обнаружить различие между геометрической и электрической длиной канала, что особенно важно для современных транзисторов с короткими каналами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Е. В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования, 264. М. (1990).
- [2] В. Н. Добровольский, В. Г. Литовченко. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников, 191. Киев (1985).
- [3] М. А. Байрамов, А. С. Веденеев, Л. В. Волков, А. Г. Ждан. ФТП, 22, 1365 (1988).
- [4] М. А. Байрамов, А. С. Веденеев, А. Г. Ждан, Б. С. Шамхалова. ФТП. 23, 1618 (1989).
- [5] А. В. Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников, 370. М. (1971).
- [6] J. T. C. Chen, R. S. Muller. J. Appl. Phys., 45, 828 (1974).
- [7] J. Koonen. Sol. St. Electron., 16, 801 (1973).
- [8] E. H. Nicollian, J. R. Brews. MOS (Metal Oxide Semiconductor) physics and technology, 906. N. Y. (1982).
- [9] А. С. Веденеев, А. Г. Гайворонский, А. Г. Ждан. ПТЭ.
- [10] S. S. Li Sol. St. Electron., 21, 1109 (1978).
- [11] E. H. Nicollian, A. Goetzberger. Bell. Syst. Techn. J., 46, 1055 (1967).
- [12] В. Н. Пономарев, В. Г. Приходько. ФТП, 20, 427 (1986).