1995 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 29, N 11

ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ УПРАВЛЯЕМОЙ ЧЕТЫРЕХСЛОЙНОЙ p–n–p–n-СТРУКТУРЫ

*Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршак, В.В.Митин**

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины, 252028, Киев, Украина
*Wayne State University, Detroit, Michigan 48202, USA
(Получена 25 ноября 1994 г. Принята к печати 6 декабря 1994 г.)

Рассматриваемое промежуточное состояние это такое состояние неполного запирания структуры, при котором ток затвора (гейта) недостаточен для полного выключения тока анода, но существенно сжимает токопроводящую область, повышая в ней плотность тока. Этот режим неполного выключения может быть полезен для управления светоизлучающими структурами, позволяя регулировать размер светящейся области, ее положение, яркость излучения, соотношение между различными каналами рекомбинации и т.д. Развита стационарная теория распределения потенциалов и плотностей тока в режиме неполного выключения четырехслойной структуры при различных значениях полных анодных и гейтовых токов. Найдены токовые пределы существования гетерогенных состояний, включающих токопроводящие и «запертые» области. Учтено влияние конечной проводимости управляемой (высокоомной) базы. Вычисления выполнены для простейшего случая линейного закона рекомбинации в обеих базах и малых уровней инжекции по крайней мере в управляющей (низкоомной) базе.

1. Объектом изучения в данной работе является четырехслойная полупроводниковая p^+–n–p–n^+-структура, показанная на рис. 1. Исследуется фрагмент структуры, имеющий форму длинной однородной полосы с шириной $2l$ (в реальной ситуации это ширина катодной полосы). Крайние (внизу и вверху на рис. 1) p^+- и n^+-области считаются настолько сильно легированными, что они безусловно обеспечивают равные 1 коэффициенты инжекции основных носителей в соседние (внутренние на схеме, изображенной на рис. 1) базовые области. Поэтому неравновесные явления в крайних p^+- и n^+-областях не рассматриваются. Таковые явления рассмотрены во внутренних p- и n-областях — базах структуры. Одна из этих баз — управляющая p-база — снабжена боковыми электродами при $y = \pm l$ (рис. 1). Эти боковые электроды, являющиеся омическими p^+-контактами к управляющей p-базе, будем называть гейтами (следуя американскому термину gate).

Рассматривается режим открытой структуры, когда все три p–n-перехода (с номерами *1, 2, 3*; рис. 1) смещены в прямом направлении и

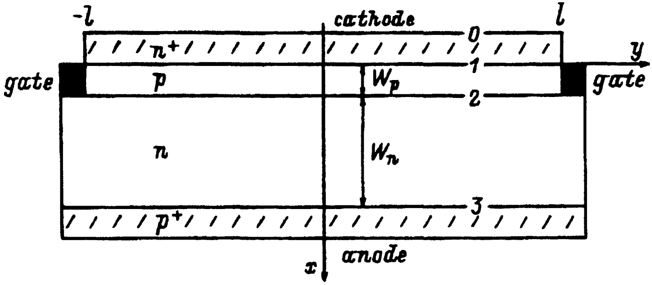

Рис. 1. Поперечное сечение четырехслойной $p^+-n-p-n^+$-структуры.

через них протекает большой прямой ток. Если цепи гейтов разорваны и токи обоих гейтов отсутствуют $\mathcal{J}_{g1} = \mathcal{J}_{g2} = 0$, то по всей ширине прибора течет однородный анодный ток $j_a(0) = \mathcal{J}_a/2l$; величину $\mathcal{J}_a$ полагаем заданной. Будем задавать на гейтах одинаковые отрицательные относительно катода потенциала $\varphi_{g1} = \varphi_{g2} = \varphi_g$, обеспечивающие гейтовые токи $\mathcal{J}_g$. Эти смещения стремятся запереть как катодный $p-n$-переход *1*, так и средний $p-n$-переход *2*. Такое запирание может считаться приближенно однородным, пока

$$\delta\varphi_g = \frac{\mathcal{J}_g l}{\sigma_p} < \frac{T}{e}, \tag{1}$$

где σ_p — продольная проводимость управляющей p-базы, T — температуры в энергетических единицах. В этом случае рассматриваемая структура ведет себя ка однородный прибор, характеризуемый единственной плотностью тока j_a, приближенно одинаковой во всем интервале $(-l, l)$. С ростом $\mathcal{J}_g$, когда нарушается неравенство (1) и заменяется на противоположное по смыслу неравенство, структура плотности анодного тока становится существенно гетерогенной: возникает средняя токопроводящая область $|y| < x_c$, в которой плотность тока возрастает сравнительно с исходной,

$$j_a(\mathcal{J}_g) = \frac{\mathcal{J}_g}{2x_c(\mathcal{J}_g)} > j_a(0), \tag{2}$$

и периферийная запертая область $x_c < |y| < l$, ширина которой растет с ростом $\mathcal{J}_g$. Существует некоторое подлежащее вычислению критическое значение $\mathcal{J}_g$, равное $\mathcal{J}_M(\mathcal{J}_a)$, превышение которого ведет к полному запиранию прибора и исчезновению токопроводящей области. В диапазоне

$$\frac{\sigma_p T}{el} < \mathcal{J}_g < \mathcal{J}_M(\mathcal{J}_a) \tag{3}$$

мы имее дело с некоторым гетерогенным промежуточным состоянием структуры, которая частично заперта и частично открыта, причем, чем больше (при заданной величине $\mathcal{J}_g$) ток $\mathcal{J}_g$ и чем больше площадь запертой части структуры, тем больше плотность тока в открытой части. Этот режим неполного выключения (РНВ) является основным предметом рассмотрения здесь.

Отметим, что в силовых тиристорах рассматриваемый РНВ не представляет заметного интереса, поскольку уменьшение токопроводящей области означает увеличение в ней плотности тока j_a и, следовательно, увеличение напряжения φ на приборе при одновременном уменьшении объема, в котором выделяемая мощность рассеивается. Поэтому в силовых приборах интересен только переходной процесс полного запирания, приводящий к выключению анодного тока в тиристорах, запираемых по базе (т.е. в GTO-тиристорах: gate turn-off thyristor).

РНВ, вкратце рассмотренный А.Россварфом (A.Rothwarf) и одним из нас в работе [1], посвященной теории GTO-тиристороа, может представить определенный интерес для управления светоизлучающими приборами (включая сюда инжекционные лазеры) [2]. В самом деле, РНВ позволяет изменять размер светоизлучающей области (а при несимметричном питании гейтов также ее положение в интервале $(-l, l)$). Изменяя при этом плотность тока и концентрацию носителей в токопроводящей области, мы можем: 1) преодолевать порог лазерного режима, 2) изменять соотношение между излучательным и безызлучательным каналами рекомбинации. Изменение положения и размеров светоизлучающей области содержит возможности изменения взаимодействия носителей тока со световым полем, вариации частоты излучения в лазерном режиме, модуляции выходящего излучения и т. п.

Поэтому подробное исследование РНВ (как статических свойств, так и переходных процессов) может представить заметный практический интерес.

2. Здесь будет представлена теория распределения потенциала, плотности тока и концентраций носителей в РНВ для $p^+{-}n{-}p{-}n^+$-структуры, отвечающей следующей совокупности условий.

а. Толщины внутренних областей w_p и w_n малы:

$$w_{n,p} \ll l. \tag{4}$$

В реальных GTO-тиристорах подобные неравенства не выполняются. В управляющей p-базе чаще всего выполняется более слабое условие $\omega_p < l$, однако в широкой управляемой n-базе (вследствие требования высоковольтности) имеет место скорее противоположное (4) неравенство. Однако в реальных конструкциях светоизлучающих и лазерных тиристоров, число которых на данное время весьма обширно (см., например, [3–10]), условие (4) выполняется, как правило, с хорошим запасом. Неравенство (4) позволяет использовать квазиодномерный подход при описании распределения носителей в базах.

б. Обе внутренние базы предполагаются достаточно высоко легированными, такими, чтобы в них при интересующих нас плотностях тока реализовался режим малых уровней инжекции, т.е. в p-базе имело место условие $n \ll p$ и обратное условие — в n-базе. Обе базы во всех оценках предполагаем также однородно легированными для облегчения этих оценок. Малость уровней инжекции позволяет пренебречь падением напряжения на базах в направлении x, полагая все это падение сосредоточенным на трех $p{-}n$-переходах (т. е. $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3$). Таким образом, потенциал баз зависит от y: $\varphi_p(y) = \varphi_1(y)$, $\varphi_n(y) = \varphi_1(y) + \varphi_2(y) = \varphi(y) - \varphi_3(y)$.

в. Функции баз разделены. Одну из баз — управляющую p-базу — будем, вообще говоря, полагать более высокопроводящей (т. е. существенно более легированной) и одновременно более тонкой (и поэтому характеризующейся более высоким коэффициентом усиления). Главный вклад в рекомбинацию вносит вторая база (в данном случае n-база) с более низкой проводимостью и более низким коэффициентом усиления.

Выбор в качестве общего электрода n^+-катода, а в качестве управляющего электрода — p-базы основан на доминирующей традиционной конструкции силового кремниевого тиристора. В случае управляемого светоизлучающего $p^+-n-p-n^+$-диода из GaAs или иного материала типа $A^{III}B^{V}$ (или сплава) тип проводимости слоев может быть иной. Поскольку в случае обычного светоизлучающего диода предпочитают исполнение базы из p-материала, удобнее и в случае $p^+-n-p-n^+$-диода в качестве основной светоизлучающей базы использовать p-базу. Тогда функцию управляющей базы должна взять на себя n-база, а общим электродом должен стать p^+-анод. Переход к такой конструкции от рассматриваемой далее — традиционной — очевиден.

3. Основную систему уравнений, определяющих стационарное распределение потенциалов двух баз (φ_p и φ_n), образуют два уравнения непрерывности токов в этих базах:

$$\frac{d\mathcal{J}_g^{(p)}}{dy} = j_1 - j_2, \tag{5}$$

$$\frac{d\mathcal{J}_g^{(n)}}{dy} = j_2 - j_3, \tag{6}$$

где $\mathcal{J}_g^{(p)}$ — полный ток (на единицу длины в направлении z), текущий в p-базе в направлении y; $\mathcal{J}_g^{(n)}$ — такой же ток в n-базе; $j_{1,2,3}$ — плотности токов через каждый из трех $p-n$-переходов конструкции. Поскольку рассматриваются только малые уровни инжекции

$$\mathcal{J}_g^{(p,n)} = -\sigma_{p,n}\frac{d\varphi_{p,n}}{dy}, \tag{7}$$

(где $\sigma_{p,n}$ — продольные проводимости баз, не зависящие от смещений и определяемые основными носителями) плотности $j_{1,2,3}$ определяются напряжениями $\varphi_{1,2,3}(y)$, причем для получения соответствующих функционалов нужно решить задачу о двумерном распределении концентраций неосновных носителей в базах. В p-базе это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\mu}{D}\frac{\partial}{\partial y}\left((n+n_0)\frac{d\varphi_p}{dy}\right) = \alpha_p^2 n, \tag{8}$$

где n — неравновесная часть концентрации электронов (т. е. полная концентрация равна $n_0 + n(x,y)$, где n_0 — равновесная концентрация), $\alpha_p^2 = (D_n^{(p)}\tau^{(p)})^{-1}$ — квадрат обратной диффузионной длины, $D_n^{(p)}$ —

коэффициент диффузии электронов в p-базе, $\tau^{(p)}$ — их время жизни, не зависящее от n в силу малых уровней инжекции при любых механизмах рекомбинации, μ/D — отношение подвижности электронов в p-базе к коэффициенту диффузии, определяемое соотношением Эйнштейна: $\mu/D = e/T$.

Аналогичное (8) уравнение для дырок в n-базе имеет вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} - \frac{\mu}{D}\frac{\partial}{\partial y}\left((p+p_0)\frac{d\varphi_n}{dy}\right) = \alpha_n^2 p, \tag{9}$$

где смысл нового параметра α_n^2 очевиден.

В уравнениях (8) и (9) присутствуют полевые слагаемые, связанные с зависимостью $\varphi_{n,p}(y)$, но отсутствуют аналогичные слагаемые в полях $E_x = -\partial\varphi/\partial x$. Казалось бы, при малых уровнях инжекции можно пренебречь последними слагаемыми в левых сторонах (8) и (9), сохранив в них только диффузионные потоки. Однако граничные условия на p—n-переходах

$$n_1 = n_0[\exp(e\varphi_p/T) - 1], \tag{10}$$

$$n_2 = n_0\{\exp[e(\varphi_p - \varphi_n)/T] - 1\}, \tag{11}$$

$$p_2 = p_0\{\exp[e(\varphi_p - \varphi_n)/T] - 1\}, \tag{12}$$

$$p_3 = p_0\{\exp[e(\varphi - \varphi_n)/T] - 1\}, \tag{13}$$

($n_{1,2}$ и $p_{2,3}$ — значения концентрации носителей заряда около p—n-переходов *1, 2, 3*) показывают, что третьи слагаемые в левых частях (8) и (9) имеют порядок вторых слагаемых, а пренебрежение теми и другими соответствует квазиодномерному приближению в базах: координата y фигурирует только в качестве параметра в граничных условиях. Решение уравнений (8) и (9) и получение распределений $n(x, y)$ и $p(x, y)$ позволяет вычислить нормальные составляющие диффузионных потоков на p—n-переходах:

$$j_{n1} = -D_n^{(p)}\frac{dn}{dx}\Big|_{x=0}, \qquad j_{n2} = -D_n^{(p)}\frac{dn}{dx}\Big|_{x=w_p}, \tag{14}$$

$$j_{p2} = -D_p^{(n)}\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w_p}, \qquad j_{p3} = -D_p^{(n)}\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w_p+w_n}. \tag{15}$$

Эти потоки являются функционалами φ_p и φ_n, поскольку распределения $n(x, y)$ и $p(x, y)$ получены с граничными условиями (10)–(13). Для фигурирующих в (5) и (6) плотностей тока $j_{1,2,3}$ имеем

$$j_1 = -ej_{n1} + j_{1g}(\varphi_p), \tag{16}$$

$$j_2 = ej_{p2} - ej_{n2} + j_{2g}(\varphi_p - \varphi_n), \tag{17}$$

$$j_3 = ej_{p3} + j_{3g}(\varphi - \varphi_n). \tag{18}$$

Последние слагаемые в правых частях (16)–(18) это токи генерации-рекомбинации непосредственно в слоях объемного заряда p—n-переходов, задаваемые в виде непосредственных функций напряжений на этих переходах.

Токи $j_{1,2,3}$, вычисленные по формулам (16)–(18) и подставленные в уравнения (5), (6), позволяют с учетом (7) получить замкнутую систему уравнений для определения $\varphi_{p,n}$. Уравнения (5) и (6) решаются с граничными условиями при $y = \pm l$. Это — либо условие заданного тока

$$\mathcal{J}_g^p(\pm l) = \pm \mathcal{J}_g^{(\pm)}, \tag{19}$$

причем в случае симметричного питания $\mathcal{J}_g^{(+)} = \mathcal{J}_g^{(-)}$, либо условия заданного потенциала

$$\varphi_p^{(\pm l)} = \varphi_g^{(\pm)}. \tag{20}$$

К этим условиям в обоих случаях следует добавить

$$\mathcal{J}_g^{(n)}(\pm l) = 0, \tag{21}$$

поскольку n-база (в соответствии с моделью структуры, см. рис. 1) не имеет токовых контактов.

В случае квазиодномерного приближения в базах введенная выше система уравнений и граничных условий полна. В случае двумерного рассмотрения распределений носителей в базах ее следует дополнить условиями

$$j_{ny} = -D_n^{(p)} \frac{dn}{dy} + \mu_n^{(p)}(n + n_0) \frac{d\varphi}{dy}\bigg|_{y=\pm l} = 0$$

в p-базе и аналогичным условием в n-базе. Поскольку предполагаются неравенства $l \gg w_{p,n}$, вклад этих дополнительных условий не должен быть сколько-нибудь заметным в интересующих нас рабочих режимах.

Обычно фиксируется не напряжение на структуре φ, а полный ток $\mathcal{J}_a = \int\limits_{-l}^{l} j_3(y)dy$, что позволяет вычислить φ при каждом заданном наборе $\mathcal{J}_g^{(\pm)}$ или $\varphi_g^{(\pm)}$.

4. Особо обещающей является возможность использования квазиодномерного подхода. Рассмотрим эту возможность подробнее. Из выражения (8) без второго и третьего слагаемых в левой части имеем

$$n = n_1(y) \operatorname{sh} \alpha_p(w_p - x)/ \operatorname{sh} \alpha_p w_p + n_2(y) \operatorname{sh} \alpha_p x / \operatorname{sh} \alpha_p w_p. \tag{22}$$

Аналогично из выражения (9) имеем

$$p = p_2(y) \operatorname{sh} \alpha_n(w_n - x)/ \operatorname{sh} \alpha_n w_n + p_3(y) \operatorname{sh} \alpha_n x / \operatorname{sh} \alpha_n w_n; \tag{23}$$

в формуле (23) мы перенесли начало отсчета x в n-область на границу с p–n-переходом *2*. Выражения (22) и (23) дают возможность реализовать формулы (14) и (15), получить токи $j_{1,2,3}$ из (16)–(18) и выписать в явной форме уравнения (5) и (6):

$$\sigma_p \frac{d^2\varphi_p}{dy^2} = j_{2g}(\varphi_p - \varphi_n) - j_{1g}(\varphi_p) + eD_n^{(p)} \alpha_p \operatorname{th}\left(\frac{\alpha_p w_p}{2}\right)(n_1 + n_2) +$$

$$+ eD_p^{(n)} \alpha_n [p_2 \operatorname{ch}(\alpha_n w_n) - p_3]/ \operatorname{sh} \alpha_n w_n, \tag{24}$$

$$\sigma_n \frac{d^2\varphi_n}{dy^2} = j_{3g}(\varphi - \varphi_n) - j_{2g}(\varphi_p - \varphi_n) - eD_p^{(n)}\alpha_n \operatorname{th}\left(\frac{\alpha_n w_n}{2}\right)(p_2 + p_3) -$$

$$- eD_n^{(p)}\alpha_p[n_2 \operatorname{ch}(\alpha_p w_p) - n_1]/\operatorname{sh}\alpha_p w_p, \tag{25}$$

где $n_{1,2}$ и $p_{2,3}$ являются явными функциями φ_p и φ_n согласно формулам (10)–(13). Таким образом, получена система двух связанных нелинейных дифференциальных уравнений 2-го порядка, определяющих совместно с граничными условиями (21) и (19) (или (20)) распределения $\varphi_p(y)$ и $\varphi_n(y)$ для заданного значения $\mathcal{J}_a$.

В своем полном виде система (24) и (25) является предметом машинного исследования. Предполагая, однако, что основной вклад не только в ток $\mathcal{J}_a$, но и в ток $\mathcal{J}_g$ дает область с высокими значениями φ_p, $\varphi_p - \varphi_n$ и $\varphi - \varphi_n$, пренебрежем в выражениях (10)–(13) единицами рядом с экспоненциальными числами, а также токами $j_{1,2,3g}$ рядом с диффузионными токами в правых частях (24) и (25). После этого уравнения (24), (25) можно переписать в виде

$$\frac{d^2\psi_p}{dy^2} = \beta_p^2\left(\mathrm{e}^{\psi_p} + \mathrm{e}^{\psi_p - \psi_n}\right) + \beta_n^2\left[(1+\gamma_n)\mathrm{e}^{\psi_p - \psi_n} - \gamma_n \mathrm{e}^{\psi - \psi_n}\right], \tag{26}$$

$$\xi\frac{d^2\psi_n}{dy^2} = -\beta_n^2\left(\mathrm{e}^{\psi_p - \psi_n}\right) - \beta_p^2\left[(1+\gamma_p)\mathrm{e}^{\psi_p - \psi_n} - \gamma_p \mathrm{e}^{\psi_p}\right], \tag{27}$$

где

$$\psi_{p,n} = e\varphi_{p,n}/T, \qquad \xi = \sigma_n/\sigma_p,$$

$$\beta_p^2 = \frac{e^2 D_n^{(p)}\alpha_p n_0}{\sigma_p T}\operatorname{th}\left(\frac{\alpha_p w_p}{2}\right), \qquad \beta_n^2 = \frac{e^2 D_p^{(n)}\alpha_n p_0}{\sigma_p T}\operatorname{th}\left(\frac{\alpha_n w_n}{2}\right),$$

$$\gamma_n = 1/2\operatorname{sh}^2\left(\frac{\alpha_n w_n}{2}\right), \qquad \gamma_p = 1/2\operatorname{sh}^2\left(\frac{\alpha_p w_p}{2}\right).$$

5. Реально управляющая база обладает существенно более высокой продольной проводимостью, чем управляемая; поэтому параметр ξ мал, $\xi \ll 1$. Это позволяет получить частное решение системы уравнений (26), (27), не использующее явно условие (21) (поскольку током по n-базе мы пренебрегаем всюду), опустив левую часть (27) вовсе; при этом

$$\mathrm{e}^{-\psi_n} = \gamma_p \mathrm{e}^{\psi_p}\left[(1+\gamma_p)\mathrm{e}^{\psi_p} + \frac{1}{\varkappa^2}\left(\mathrm{e}^{\psi_p} + \mathrm{e}^{\psi}\right)\right]^{-1} \tag{28}$$

и

$$\frac{d^2\psi_p}{dy^2} = \beta_p^2 \mathrm{e}^{\psi_p}\left(1 + \gamma_p \frac{(1+\gamma_n)\mathrm{e}^{\psi_p} - \gamma_n \mathrm{e}^{\psi} + \varkappa^2 \mathrm{e}^{\psi_p}}{\mathrm{e}^{\psi_p} + \mathrm{e}^{\psi} + \varkappa^2(1+\gamma_p)\mathrm{e}^{\psi_p}}\right), \tag{29}$$

где $\varkappa = \beta_p/\beta_n$. Уравнение (29) интегрируется в квадратурах, что позволяет данный предельный случай исследовать аналитически до конца.

При однородном распределении потенциала φ_p и плотности тока, приравнивая 0 правую часть (29), имеем

$$\mathrm{e}^{\psi_p} \doteq \mathrm{e}^{\psi_p^{(0)}} = \mathrm{e}^{\psi} \frac{\gamma_p\gamma_n - 1}{\gamma_p\gamma_n + \gamma_p + 1 + \varkappa^2(1+2\gamma_p)}, \tag{30}$$

т. е. необходимое нам решение имеет место при выполнении условия $\gamma_p\gamma_n > 1$ или

$$\mathrm{ch}^{-1}(\alpha_p w_p) + \mathrm{ch}^{-1}(\alpha_n w_n) > 1. \tag{31}$$

Это хорошо известное условие открытого состояния тиристора. С учетом (30) уравнение (29) удобно записать в безразмерной форме

$$\frac{d^2\chi}{d\eta^2} = \frac{\mathrm{e}^{\chi}\left(\mathrm{e}^{\chi} - 1\right)}{1 + \mathrm{e}^{\chi}/A}, \tag{32}$$

где $\eta = \beta_p y\sqrt{\gamma_p\gamma_n - 1}\exp(\psi_p^{(0)}/2)$, $\chi = \psi_p - \psi_p^{(0)} < 0$, $A = [1 + \gamma_p + \gamma_p\gamma_n + \varkappa^2(1 + 2\gamma_p)]/(\gamma_p\gamma_n - 1)[1 + \varkappa^2(1 + \gamma_p)]$. При $\varkappa^2 \ll 1$ имеем $A \simeq (1 + \gamma_p + \gamma_p\gamma_n)/(\gamma_p\gamma_n - 1)$. Отметим, что уравнение (32) заметно упрощается при $A \gg 1$. Это условие выполняется, во-первых, в случае малой надкритичности, т. е. при $\gamma_p\gamma_n - 1 \ll 1$; во-вторых. при умеренной надкритичности ($\gamma_p\gamma_n - 1 \simeq 1$), достигаемой при $\gamma_p \gg 1$ (и, следовательно, $\gamma_n \ll 1$), т. е. при резком различии коэффициентов усиления баз.

Уравнение (32) имеет два «однородных» решения, для которых $d^2\chi/d\eta^2 \simeq 0$:

1) $\chi = 0$, т. е. $\psi_p = \psi_p^{(0)}$; это однородная токопроводящая область без поперечного электрического поля ($d\chi/d\eta = 0$), представляющая тиристор в открытом состоянии.

2) $\chi \to -\infty$ (т. е. $\psi_p \to -\infty$); это запретная область с однородным поперечным полем,

$$\frac{d\chi}{d\eta} = -\frac{\mathcal{J}_g}{I_0\beta}\mathrm{e}^{-\psi_p^{(0)}/2}, \tag{33}$$

где $I_0 = \sigma_p T/e$, $\beta = \beta_p\sqrt{\gamma_p\gamma_n - 1}$. Далее, под $\mathcal{J}_g$ понимаем абсолютную величину запирающего тока.

Рассмотрим такое неоднородное распределение $\chi(\eta)$, которое при $\eta \to -\infty$ переходит в однородное состояние $\psi_p = \psi_p^{(0)}$ (без поперечных поля и тока), а при $\eta \to \infty$ переходит в распределение с постоянным полем (33) и постоянным током по p-базе. Отметим, что этот ток «генерируется» как раз в той промежуточной области с неоднородным распределением поля $d\chi/d\eta$, которую мы рассматриваем. Проинтегрировав однократно (32), получаем

$$\frac{1}{2A}\left(\frac{d\chi}{d\eta}\right)^2 = (1 + A)\ln\left(\frac{1 + A}{\mathrm{e}^{\chi} + A}\right) - 1 + \mathrm{e}^{\chi}. \tag{34}$$

При $\chi \to -\infty$ из (34) следует

$$\pm\frac{d\chi}{d\eta} = \Big(2A(1+A)\ln(1+1/A) - 2A\Big)^{1/2} \equiv C, \tag{35}$$

т. е. с учетом (33)

$$\mathcal{J}_g = C\beta I_0 \mathrm{e}^{\psi_p^{(0)}/2}. \tag{36}$$

При $A \gg 1$ из (34) следует

$$\frac{d\chi}{d\eta} = \pm\left(1 - \mathrm{e}^{\chi}\right), \tag{34'}$$

а для C имеем $C = 1$.

Поскольку для плотности тока в однородной токопроводящей области (где $j_a = j_1 = j_2 = j_3$) имеем

$$j_a^{(0)} = \beta_p^2 A_1 I_0 \mathrm{e}^{\psi_p^{(0)}}, \tag{37}$$

где

$$A_1 = \frac{(1+\gamma_p)(1+2\gamma_n) + \varkappa^2(1+\gamma_n)(1+2\gamma_p)}{1+2\gamma_n+\varkappa^2(1+\gamma_n+\gamma_n\gamma_p)},$$

с учетом (36) получим

$$\mathcal{J}_g = C_1\left(I_0 j_a^{(0)}\right)^{1/2}, \tag{38}$$

где $C_1 = \{(2A/A_1)(\gamma_p\gamma_n - 1)[(1+A)\ln(1+1/A) - 1]\}^{1/2}$. При $\varkappa^2 \ll 1$ имеем $A_1 \simeq 1 + \gamma_p$; если дополнительно предположить также $A \gg 1$, то $C_1 \simeq [(\gamma_p\gamma_n - 1)/(1+\gamma_p)]^{1/2}$. Конкретная форма переходного слоя может быть получена в результате интегрирования (34), однако пространственный масштаб, описывающий его толщину, можно получить, например, линеаризуя (32) для малых значений χ. При этом он дается длиной

$$y_c = \frac{\mathrm{e}^{-\psi_p^{(0)}/2}(1+1/A)^{1/2}}{\beta_p(\gamma_p\gamma_n - 1)^{1/2}} = C_2\left(I_o/j_a^{(0)}\right)^{1/2}, \tag{39}$$

где $C_2 = [A_1(1+1/A)/(\gamma_p\gamma_n - 1)]^{1/2}$. При $A \gg 1$ из (34′) следует

$$\mathrm{e}^{\eta-\eta_0} = \mathrm{e}^{-\chi} - 1, \tag{40}$$

где η_0 — некоторая произвольная величина, характеризующая положение переходного слоя в интервале $(-\infty, +\infty)$. При $|\chi| > 1$ получается линейный ход спада χ, т. е. $\chi = \eta_0 - \eta$. При одновременном выполнении $A \gg 1$ и $\varkappa^2 \ll 1$ имеем

$$j_c = j_1 \simeq \beta_p^2 I_0 \mathrm{e}^{\psi_p^{(0)}}(\gamma_p + 1)\mathrm{e}^{\chi}, \tag{41}$$

$$j_a = j_3 = j_2 \simeq \beta_p^2 I_0 \mathrm{e}^{\psi_p^{(0)}} (\gamma_p + 1)\mathrm{e}^{\chi} \left[1 + \frac{\gamma_p\gamma_n - 1}{\gamma_p + 1}\left(1 - \mathrm{e}^{\chi}\right)\right]. \qquad (42)$$

В сочетании формул (41) и (42) с формулой (40) мы получили простые зависимости, определяющие пространственное распределение анодной плотности тока $j_a(\eta)$, катодной плотности $j_c(\eta)$ и скорости «генерации» гейтового тока $j_a(\eta) - j_c(\eta)$ в переходном слое.

Естественно, что описанное выше решение в виде двух областей с переходным слоем между ними может уместиться на полуполосе с шириной l при выполнении ряда сильных неравенств. Прежде всего должно быть выполнено условие $y_c \ll l$ или с учетом (38)

$$C_1 C_2 I_0 / \mathcal{J}_g \ll l, \qquad (43)$$

произведение C_1C_2 практически всегда мало отличается от 1. По мере роста $\mathcal{J}_g$ и при жестко заданном значении $\mathcal{J}_a$ вследствие роста плотности тока j_a в токопроводящей области ее эффективный размер сжимается

$$x_c = \mathcal{J}_a / j_a^{(0)}. \qquad (44)$$

При этом характерный размер y_c, согласно (39), уменьшается медленнее, чем x_c, и условие

$$y_c \ll x_c, \qquad (45)$$

начиная с некоторого значения $\mathcal{J}_g$, нарушится; для выполнения (45) необходимо выполнение неравенства

$$\mathcal{J}_g \ll \mathcal{J}_a C_1 / C_2, \qquad (46)$$

т. е. неоднородное распределение, включающее почти однородную токопроводящую область и выраженную обедненную область, образуется в диапазоне значений $\mathcal{J}_g$, определенном условиями (43) и (46):

$$C_1 C_2 I_0 / l \ll \mathcal{J}_g \ll \mathcal{J}_a C_1 / C_2. \qquad (47)$$

Сам это диапазон образуется при достаточно большом значении $\mathcal{J}_a$:

$$\mathcal{J}_a \gg C_2^2 I_0 / l. \qquad (47')$$

Оценим прежде всего возможность выполнения (47′) и, следовательно, существования необходимого интервала значений $\mathcal{J}_g$. Для этого оценим величину I_0/l. При удельной проводимости управляющей базы порядка $10^2\,(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ и ее толщине w_p порядка 10^{-4} см имеем $\sigma_p \simeq 10^{-2}\,\text{Ом}^{-1}$. При $T \simeq 300$ K получаем $I_0 = 2.5\cdot10^{-4}$ A. При $l = 50$ мкм имеем $I_0/l = 5\cdot10^{-2}$ A/см. Полагая константу $C_2^2 \simeq 1$ (что разумно в случае не слишком малой надкритичности $\gamma_p\gamma_n - 1$), получаем условие (44) в виде $j_a^{(0)} = \mathcal{J}_a/2l \gg I_0/2l^2 = 5$ A/см^2. Поскольку требуется выполнение условия малых уровней инжекции, имеется некоторый верхний предел возможных значений j_a. При концентрации акцепторов в p-базе, превышающей 10^{18} см$^{-3}$ и ее толщине порядка 10^{-4} см, эта предельная плотность превышает 10^3 A/см^2, так что существует некоторый диапазон применимости развиваемого расчета.

6. Рассмотрим характер распределения $j_a(y)$ для $\mathcal{J}_g$ вне интервала (47). При малых значениях $\mathcal{J}_g$, отвечающих неравенству, противоположному (43), мы сталкиваемся с ситуацией, обозначенной условием (1). В самом деле произведение $C_1C_2 = \{2(1+A)[(1+A)\ln(1+1/A)-1]\}^{1/2}$ строго равно 1 при $A \to \infty$, но, как отмечалось, мало отлично от 1 практически всегда (и при $A = 1$, что является нижним пределом этой величины). В случае выполнения (1), как было указано, можно пренебречь зависимостью всех концентраций и потенциалов от y, рассматривая однородное состояние. В этом состоянии

$$\mathcal{J}_g = lA\beta^2 I_0 \mathrm{e}^{\psi_p} \frac{1-\mathrm{e}^{\chi}}{A+\mathrm{e}^{\chi}}, \tag{48}$$

$$\mathcal{J}_a = 2l\beta_p^2 I_0 \frac{\gamma_p\gamma_n}{1+\varkappa^2(1+\gamma_p)} \mathrm{e}^{\psi_p} \frac{B-\mathrm{e}^{\chi}}{A+\mathrm{e}^{\chi}}, \tag{49}$$

где $B = A(1+1/\gamma_n)\left[1+\varkappa^2(1+\gamma_p)\right] > 1$. Из соотношений (48) и (49) можно выразить $\exp\psi_p$ и $\exp\chi$ через $\mathcal{J}_g$ и $\mathcal{J}_a$, в результате имеем

$$\mathrm{e}^{\chi} = \frac{B_1 - B(2\mathcal{J}_g/\mathcal{J}_a)}{B_1 - (2\mathcal{J}_g/\mathcal{J}_a)}, \tag{50}$$

где $B_1 = 1 + \left[1 + j_p + \varkappa^2(1+2\gamma_p)\right]/j_n j_p > 1$. Возрастание $\mathcal{J}_g$ при заданном $\mathcal{J}_a$ вызывает снижение величины $\exp\chi$, достигающей нулевой отметки при

$$\frac{2\mathcal{J}_g}{\mathcal{J}_a} = \frac{B_1}{B} = \frac{(\gamma_p\gamma_n - 1)}{\gamma_p(1+\gamma_n)}. \tag{51}$$

Этому предельному отношению $2\mathcal{J}_g/\mathcal{J}_a$ отвечает предельное значение

$$\mathrm{e}^{\psi_p} = \frac{\mathcal{J}_a}{2lI_0\beta_p^2\gamma_p(1+\gamma_n)}. \tag{52}$$

Достижение этого предела возможно только при достаточно малых значениях $\mathcal{J}_a$, при которых вместо (47′) выполняется неравенство, противоположное по смыслу.

В случае, когда при выполнении условия (47′) $\mathcal{J}_g$ достигает значений, даваемых правой частью (47), токопроводящая область сужается до размеров, имеющих порядок толщины ее стенок, и утрачивает однородность. Очевидно, что в этом случае ток $\mathcal{J}_g$ управляет уже плотностью тока j_a не только посредством изменения размеров, но и «непосредственно» — путем отбора части анодного тока в базовый электрод. В этом случае $\psi_p(0)$ меньше значения $\psi_p^{(0)}$, определяемого формулой (30) по заданному значению полного напряжения ψ на структуре. Полагая $\exp[\psi_p(0)] \ll \exp\left(\psi_p^{(0)}\right)$, легко получаем после интегрирования уравнения (32) и вычисления полного тока $\mathcal{J}_a$

$$\mathcal{J}_g = \beta I_0 \left(2\mathrm{e}^{\psi_p(0)}\right)^{1/2},$$

$$\mathcal{J}_a = 1\beta I_0 \frac{\gamma_p(1+\gamma_n)}{\gamma_p\gamma_n - 1}\left(2e^{\psi_p(0)}\right)^{1/2},$$

т.е. между $\mathcal{J}_g$ и $\mathcal{J}_a$ возникает некоторое предельное соотношение (см. (3)):

$$\mathcal{J}_g = \mathcal{J}_M(\mathcal{J}_a) = \frac{\mathcal{J}_a}{2}\frac{\gamma_p\gamma_n - 1}{\gamma_p(1+\gamma_n)}. \tag{53}$$

Нетрудно убедиться, что правая часть (53) не слишком существенно отличается от правой части сильного неравенства (46). Отсутствуют стационарные состояния с заданным полным током $\mathcal{J}_a$ при значениях $\mathcal{J}_g$, превышающих правую часть (53). Отметим, что соотношение (53) не отличается от соотношения (51), полученного при малых значениях $\mathcal{J}_g$ и $\mathcal{J}_a$.

7. Приведенные выше расчеты и оценки позволяют нарисовать некоторую единую картину воздействия запирающего гейтового тока $\mathcal{J}_g$ на распределение плотности анодного тока j_a в четырехслойной структуре с заданным полным током $\mathcal{J}_a$. Пока этот полный ток мал и выполняется неравенство, противоположное по смыслу (47′), воздействие $\mathcal{J}_g$ нигде не вызывает заметного изменения плотности j_a, эта плотность сохраняет приближенно свою однородность. Воздействие $\mathcal{J}_g$ вызывает лишь увеличение полного напряжения ψ на образце. Рост $\mathcal{J}_g$ ограничен предельным соотношением (51): стационарные значения $\mathcal{J}_g$, превышающие этот уровень при заданном значении $\mathcal{J}_a$, невозможны.

С ростом $\mathcal{J}_a$ и выполнением условия (47′) картина воздействия $\mathcal{J}_g$ резко меняется. Этот ток приводит к существенно гетерогенной картине распределения $j_a(y)$; токопроводящая область сжимается — ее полуразмер убывает с ростом $\mathcal{J}g$:

$$x_c = C_1^2\frac{I_0\mathcal{J}_a}{\mathcal{J}_g^2}, \tag{54}$$

а плотность тока в ней соответственно растет (см. формулу (38)). Соответственно также возрастает полное напряжение ψ. Именно эта гетерогенная картина с управляемыми размером токопроводящей области и плотностью тока в ней является основным предметом нашего интереса. И в этом случае возможный рост $\mathcal{J}_g$ не беспределен; этот ток в стационарном случае может достичь лишь максимального значения (53), которому отвечает предельное сжатие токопроводящей области. При приближении к этому значению нарушаются критерии приближения малых уровней инжекции, использованных в вышеприведенных расчетах и оценках. По-видимому, это нарушение является существенным только для управляющей p-базы, поскольку при $\xi \ll 1$ и $\varkappa \ll 1$ управляемая n-база фигурирует в наших формулах лишь в виде аргумента $(\alpha_n w_n)$ в гиперболических функциях (т.е. в конечном счете в виде коэффициента усиления этой базы по току). Это, разумеется, относится к достаточно тонким n-базам в режиме, когда основное падение напряжения происходит на p–n-переходах. При предельном сжатии токопроводящей области могут быть также нарушены критерии квазиодномерного подхода, примененного выше.

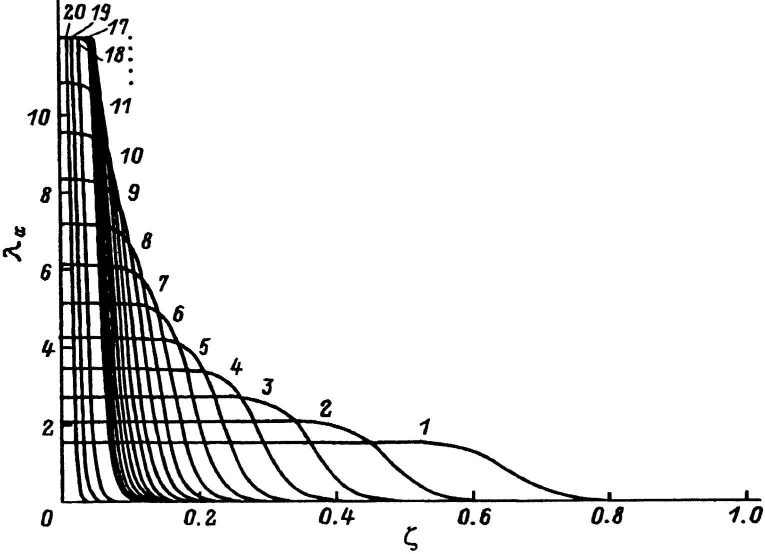

Рис. 2. Распределение плотности анодного тока $\lambda_a(\zeta)$ для различных значений гейтовых токов Λ_g. Кривые с номерами $N = 1 \div 17$ построены для токов, соответствующих величине $\Lambda_g(N) = 30 + 5(N - 1)$, кривые с $N = 18, 19, 20$ построены для $\Lambda_g = 150$, 200, 275 соответственно (цифры у кривых $12 \div 16$ на рисунке не проставлены). Значению $\Lambda_g = 275$ соответствует $\mathcal{J}_g = \mathcal{J}_M(\mathcal{J}_a)$. Остальные параметры: $\Lambda_a = 500$, $\gamma_p = 3$, $\gamma_n = 2$, $\varkappa^2 = 0.5$, $\xi = 0$.

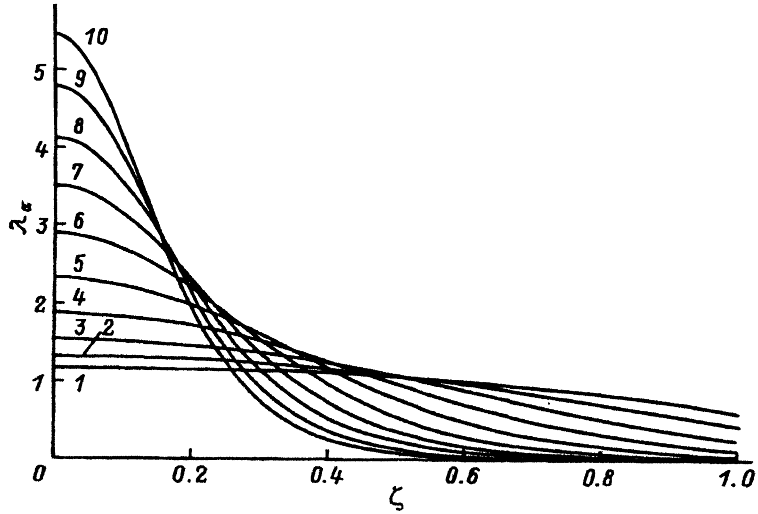

Рис. 3. Распределение плотности анодного тока $\lambda_a(\zeta)$ для различных значений гейтовых токов Λ_g. Кривым с номерами $N = 1 \div 10$ соответствуют токи $\Lambda_g(N) = 2 + (N - 1)$. Значению $\Lambda_g = 11$ соответствует $\mathcal{J}_g = \mathcal{J}_M(\mathcal{J}_a)$. Остальные параметры: $\Lambda_a = 100$, $\gamma_p = 3$, $\gamma_n = 0.5$, $\varkappa^2 = 0.5$, $\xi = 0$.

Проиллюстрируем вышесказанное в помощью рисунков. На рис. 2 и 3 построены пространственные распределения плотности анодного тока λ_a для двух различных структур в зависимости от гейтового тока. Использована безразмерная пространственная переменная $\zeta = y/l$, позволяющая во всех случаях обходиться интервалом $(0,1)$.

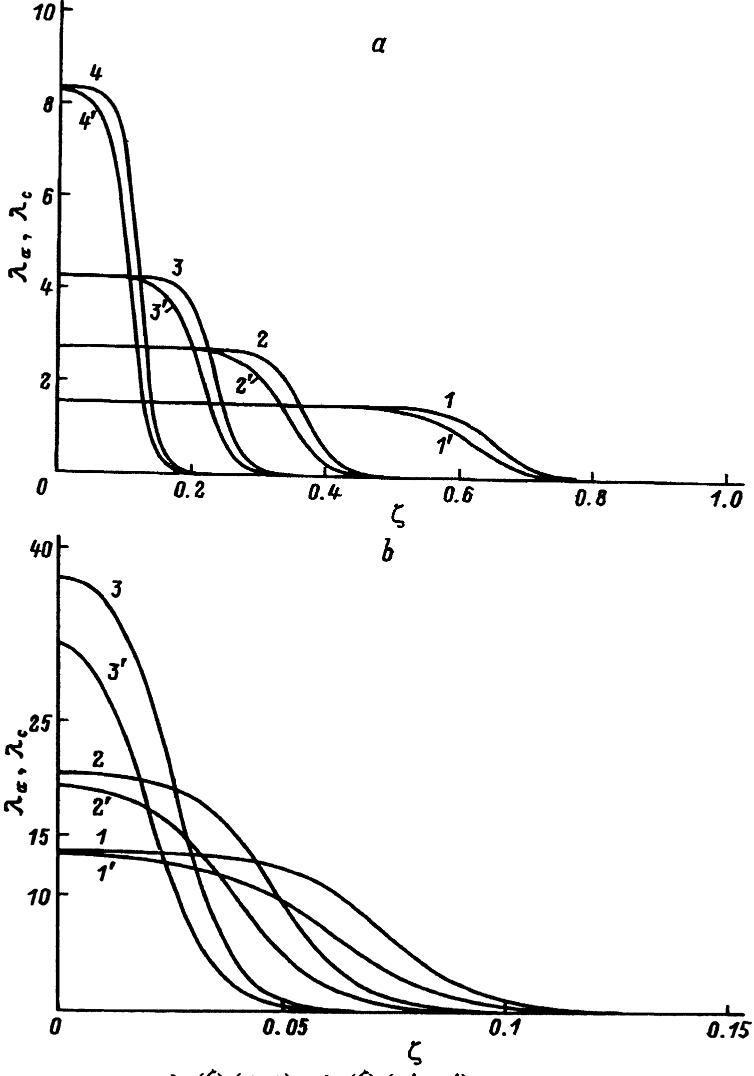

Рис. 4. Распределения $\lambda_a(\zeta)$ (*1–4*) и $\lambda_c(\zeta)$ (*1′–4′*) для тех же значений параметров образца, что на рис. 2. *a* — значения $\Lambda_g(N)$: *1* — 30, *2* — 40, *3* — 50, *4* —70; *b* — значения Λ_g: *1* — 90, *2* — 110, *3* — 150.

Графики построены в результате решения уравнения (32) при заданных значениях $\mathcal{J}_g$ и $\mathcal{J}_a$. Каждая кривая $\lambda_a = \lambda_a(\zeta)$ определяется значением пяти параметров, ранее введенных γ_n, γ_p, $\varkappa^2$, а также $\Lambda_a = \mathcal{J}_a l/2I_0$ и $\Lambda_g = \mathcal{J}_g l/I_0$. Нормировка плотности анодного тока выбрана таким образом, чтобы $\int_0^1 \lambda_a(\zeta)d\zeta = 1$, т.е. $\lambda_a = lj_a/\mathcal{J}_a$. На рис. 2 семейство зависимостей $\lambda_a(\zeta)$ для одного заданного значения Λ_a и различных значений Λ_g построено в случае, когда уверенно выполнено условие (47′) и существует достаточный диапазон значений $\mathcal{J}_g$ удовлетворяющих условиям (47). В этом диапазоне хорошо проявляются как запертые области, так и однородные токопроводящие области, разделенные сравнительно узкими переходными слоями. В отличие от рис. 2 на

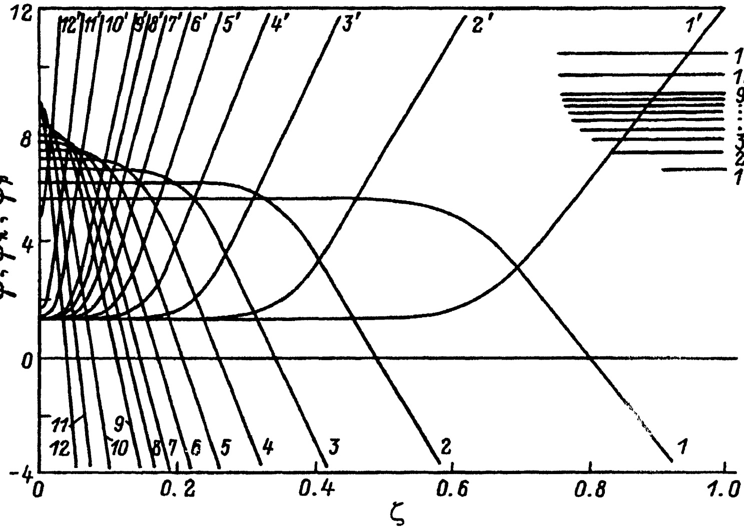

Рис. 5. Распределение потенциалов $\psi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ (*1–12*), $\psi_n(\zeta)$ (1′–12′) для тех же параметров, что на рис. 2. Горизонтальными линиями (*1–11*) вверху слева показаны соответствующие значения Φ. Кривым с номерами $N = 1 \div 9$ отвечают значения $\Lambda_g(N) = 30 + 10(N-1)$, кривым с $N = 10–12$ соответствуют $\lambda_g = 150$, 200, 275 соответственно.

рис. 3 проиллюстрирована ситуация, когда условие (47′) хоть и выполняется, но не столь уверенно. Хотя и в этом случае с ростом $\mathcal{J}_g$ мы получаем существенно гетерогенные состояния, однако диапазона с однородными сужающимися токопроводящими областями здесь не возникает.

Отметим, что для кривых на рис. 2 и 3 использованы значения параметров γ_n, γ_p и $\varkappa^2$, исключающие применение упрощающих приближений $A \gg 1$ и даже $\varkappa^2 \ll 1$. На рис. 4 для нескольких значений $\mathcal{J}_a$ и $\mathcal{J}_g$ показаны одновременно зависимости $\lambda_a(\zeta)$ и $\lambda_c(\zeta) = lj_c/\mathcal{J}_a$. Наряду со случаем промежуточного значения $\mathcal{J}_g$ с однородной токопроводящей областью (рис. 4, *a*) показан случай большого значения $\mathcal{J}_g$ со сжатой неоднородной токопроводящей областью (рис. 4, *b*). В первом случае ток $\mathcal{J}_g$ «генерируется» только в переходном пограничном слое. Во втором случае вся токопроводящая область смещается гейтовым током. На рис. 5 для того же «образца» и значения тока $\mathcal{J}_a$, что и на рис. 2, показаны распределения потенциалов $\psi_p(\zeta)$ и $\psi_n(\zeta)$; там же имеются уровни полного напряжения ψ, также зависящего от $\mathcal{J}_g$. С ростом $\mathcal{J}_g$ потенциал ψ, а также потенциал $\psi_p(\zeta)$ в токопроводящей области нарастают, тогда как потенциал $\psi_n(\zeta)$ сохраняется в качестве инварианта. Его изменение начинается с потерей однородности токопроводящей области.

Обратим внимание на линейный рост отрицательного потенциала $\psi_p(\zeta)$ по мере приближение к гейтовому контакту. Он связан с омическим падением напряжением в результате наличия тока $\mathcal{J}_g$. Аналогичный линейный рост положительного потенциала $\psi_n(\zeta)$ не имеет физической природы и связан с дефектом приближения (см. далее в разд. 8). Отметим, что этот дефект проявляется только в запертой области, где плотность тока $j_a(\zeta)$ пренебрежимо мала.

8. Предыдущее рассмотрение никак не принимало во внимание конечной величины проводимости управляемой n-базы σ_n. В совокупности с неучетом термогенерации носителей уравнениями (26) и (27) (и, следовательно, (32)) это приводит к тому, что n-база воспроизводит с обратным знаком ход потенциала p-базы (см. формулу (28)); в результате в запертой области управляемой базы возникает нефизический рост ее плавающего потенциала, запирающего не только средний (межбазовый) n–p-переход, но и анодный переход. Этот эффект хорошо наблюдается на рис. 5, где изображены распределения потенциалов обеих баз. Это нефизичекое поведение потенциала ψ_n имеет место в области малой плотности анодного тока и поэтому слабо сказывается на суммарных результатах.

Здесь мы попытаемся оценочно учесть вклад малой проводимости вдоль n-базы в распределение потенциала ψ_n и плотности тока $j_a(y)$ в запертой области. Наличие этой проводимости приводит к отрицательному смещению базы p^+–n–p^--транзистора, в котором прямо смещенный анодный p^+–n-переход является эмиттером дырок, а обратно смещенный средний n–p-переход — их коллектором.

Для простоты ограничимся наиболее прозрачным случаем $A \gg 1$. При этом правую часть уравнения (27) можно заметно упростить, вычеркнув там слагаемые с $\exp(\psi_p - \psi_n)$. В результате уравнение приобретет вид

$$\xi' \frac{d^2 \chi}{d\eta^2} = \mathrm{e}^{\chi'} - \mathrm{e}^{\chi}, \tag{55}$$

где $\xi' = \xi(\gamma_p \gamma_n - 1)/\gamma_p$, $\chi' = \psi - \psi_n - \psi_p^{(0)} - \ln(\varkappa^2 \gamma_p)$. Полагаем, что конечность величины ξ мало сказывается на зависимости $\chi(\eta)$, но сильно влияет на $\chi'(\eta)$. Это позволяет считать функцию $\chi(\eta)$ в (55) заданной (см. формулу (40)).

$$\chi(\eta) \simeq -\ln[\exp(\eta - \eta_0) + 1]. \tag{56}$$

Полагая, как и раньше, $\chi'(\eta) \simeq \chi(\eta)$, имеем

$$\frac{d\chi'}{d\eta} = -\left(1 + \mathrm{e}^{-\eta + \eta_0}\right)^{-1}, \tag{57}$$

т.е. переходная область не только «генерирует» гейтовый ток $\mathcal{J}_g$ в управляющей базе, но одновременно и некоторый ток в управляемой базе, который в ξ раз меньше, чем $\mathcal{J}_g$, и направлен в противоположную сторону. В отличие от тока $\mathcal{J}_g$, для которого существует специальный электрод — гейт, ток, текущий по управляемой базе, может войти только лишь через анод, который должен быть открыт даже в запертой области и через который должен течь прямой ток, часть которого составляет упомянутый ток по управляемой базе, а другая часть уходит в обратно смещенный средний p–n-переход. Это означает, что в запертой области мы имеем эффективный p^+–n–p–транзистор с анодным p^+–n-переходом в качестве эмиттера и средним p–n-переходом в качестве коллектора. Этот транзистор смещен по управляемой n-базе базовым током, текущим через токопроводящую область.

Для расчета распределения анодного тока в таком транзисторе решаем уравнение (55) без последнего члена в правой части (поскольку в запертой области он пренебрежимо мал). Решение, удовлетворяющее условию $d\chi'/d\eta|_{\eta=\eta_l} = 0$, где $\eta_l = \beta l \exp(\psi_p^{(0)}/2)$, имеет вид

$$e^{\chi'} = \frac{2\xi'\Phi^2}{\eta_1^2 \cos^2[\Phi(\eta_l - \eta)/\eta_1]}, \tag{58}$$

где Φ — постоянная интегрирования $(0 < \Phi < \pi/2)$, η_1 — длина запертой области (и, следовательно, эффективного транзистора), так что η изменяется в интервале $(\eta_l - \eta_1,\ \eta_l)$. Безусловно, длина запертой области есть условное понятие, точный количественный смысл которого может быть выяснен только после решения уравнения (55) в полном виде (что оставляется на будущее). Здесь мы ограничимся приравниванием производной $d\chi'/d\eta$, находимой из (58), ее значению -1, следующему из (57) для $\eta = \eta_l - \eta_1$. Тогда для Φ получается

$$2\Phi \operatorname{tg} \Phi = \eta_1. \tag{59}$$

Из (59) для больших запертых областей ($\eta_1 \gg 1$) следует $\Phi \simeq \pi/2$. Используя это значение в (58), получим для крайней точки $\eta = \eta_l$

$$\exp\left[\chi'(\eta_l)\right] = \xi'\pi^2/2\eta_1^2. \tag{60}$$

Всегда можно указать настолько большие значения $\psi_p^{(0)}$ (увеличивающиеся с ростом тока $\mathcal{J}_a$), для которых величина $\psi - \psi_n(\eta_l)$ положительна и сделанные оценки законны.

9. В заключение подведем некоторые итоги.

а) Показана возможность стационарного сжатия токопроводящей области в рассматриваемой структуре. В случае достаточно большого значения $\mathcal{J}_a l$ (см. условие (47′)) это сжатие в широком диапазоне значений гейтового тока происходит посредством сужения однородной токопроводящей области, теснимой к середине структуры периферийными запертыми областями. В случае умеренных значений $\mathcal{J}_a l$ гейтовый ток также существенно изменяет распределение плотности анодного тока по площади анода, образуя гетерогенную структуру с неоднородной токопроводящей областью, размер которой имеет порядок толщины ее стенок.

б) В случае больших значений $\mathcal{J}_a l$ размер однородной токопроводящей области x_c убывает с ростом $\mathcal{J}_g$ как $\mathcal{J}_g^{-2}$ (см. формулу (54)). Этот результат находится в полном согласии с аналогичным результатом работы [1], полученным для иной тиристорной структуры при том же условии малых уровней инжекции в p-базе. При условии $\varkappa^2 \ll 1, \xi \ll 1$ и независимости γ_n от плотности тока управляемая n-база влияет на исследуемые здесь процессы, по-видимому, не слишком критически. Это позволяет надеяться на гейтовую управляемость рассматриваемой структуры также и при существенном размытии принятых здесь предположений об n-базе.

Нетрудно показать, что при переходе от малых уровней инжекции в управляющей базе к большим (как и в случае, рассмотренном в работе [1]), несмотря на изменение некоторых количественных закономерностей, качественный характер картины сжатия останется таким же, хотя теоретическое рассмотрение придется строить на несколько иных принципах.

Авторы благодарят Фонд фундаментальных исследований Государственного комитета по науке и технике Украины за частичную поддержку данного исследования.

Список литературы

[1] Z. Gribnikov, A. Rothwarf. Sol. St. Electron., **37**, 135 (1994).
[2] Z. Gribnikov, V. Mitin, A. Pothwarf. Proc. Conf. 1993 ISDRS, **2**, 603 (1993).
[3] P.R. Claisee, G.W. Taylor, D.P. Doctor, P.W. Cooke. IEEE Trans. Electron. Dev. **30**, 2523 (1992).
[4] P.W. Cooke, G.W. Taylor, P.R. Claisee. IEEE Photon. Technol. Lett., **2**, 537 (1990).
[5] G.W. Taylor, P.W. Cooke. Appl. Phys. Lett., **56**, 1308 (1990).
[6] P.W. Cooke, G.W. Taylor, P.R. Claisee, T.Y. Chang. J. Vac. Sci. Techn.; **B8**, 367 (1990).
[7] D.L. Crawford, G.W. Taylor, J.G. Simmons. Appl. Phys. Lett., **52**, 863 (1988).
[8] K. Kasahara, Y. Tashiro, N. Hamao, M. Sugimoto, T. Yanase. Appl. Phys. Lett. **52**, 679 (1988).
[9] Y. Tashiro, N. Hamao, M. Sugimoto, N. Takado, S. Asada, T. Yanase. Appl. Phys. Lett., **54**, 329 (1989).
[10] K. Kurihara, T. Numai, I. Ogura, H. Kosaka, M. Sugimoto, K. Kasahara. Japan. J. Appl. Phys., **B32**, 604 (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Intermediate state of a controlled four-layer p–n–p–n-structure

N.Z. Vaginov, Z.S. Gribnikov, A.N. Korshak, V.V. Mitin[*]

Institute of Semiconductor Physics, Ukrainian Academy of Science, 252650 Kiev, the Ukraine
*Wayna State University, Detroit, Michigan 48202, USA