

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОКИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ДРЕЙФА ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК

Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Попова М. В.

Предложена модель нестационарных процессов двойной инжекции в полупроводниках в условиях насыщения скоростей дрейфа электронов и дырок. Получены аналитические выражения изменения напряжения, концентраций и полей во времени при постоянном и линейно нарастающем токе через структуры. В случае линейного нарастания тока возможно возникновение колебаний напряжения с периодом в два пролетных времени подвижных носителей заряда через объем полупроводника с насыщенной скоростью $T=2\tau_s=2W/v_s$. Приведены результаты экспериментов по двойной инжекции для кремниевых диодов при насыщенных скоростях дрейфа электронов и дырок. Характерное время спада напряжения на диоде в подобном режиме равно пролетному времени τ_s . Проведенный численный расчет двойной инжекции в исследуемых режимах подтвердил справедливость теоретической модели и хорошо совпал с экспериментальными данными.

1. *Введение.* Двойной инжекции в полупроводник, лежащей в основе работы многих приборов, посвящено большое число работ (см., например, [1, 2]). В сильных электрических полях из-за разогрева носителей тока дрейфовые скорости электронов и дырок насыщаются, что ведет к специфическим особенностям поведения электронно-дырочной плазмы в этих условиях. В известных нам теоретических работах по нестационарной двойной инжекции в сильных полях [3, 4] рассматривается только «квазистационарный» случай (пренебрежение токами смещения), а экспериментальные работы для таких режимов нам не известны.

В настоящей работе при достаточно общих предположениях исследована нестационарная двойная инжекция в сильных полях. Численными методами проверяется точность сделанных приближений. Приводятся результаты экспериментов и их сравнение с расчетом.

2. *Теория.* Для определенности рассмотрим полупроводник n -типа с концентрацией доноров N_d и толщиной W (рис. 1). Двойная инжекция обеспечивается из сильно легированных слоев p^+ и n^+ . Коэффициенты инжекции эмиттеров предполагаются равными единице, а насыщенные скорости электронов и дырок в полях $E \geq E_s$ — равными ($v_{ns} = v_{ps} = v_s$). В практически интересных случаях $W \simeq 10^{-2}$ см характерное время переходного процесса $\tau = W/v_s \simeq 10^{-9}$ с, что позволяет не учитывать более медленные процессы диффузии $\tau_D = W^2/D \simeq 10^{-5}$ с и рекомбинации $\tau_p \simeq 10^{-6}$ с, где D — коэффициент диффузии подвижных носителей заряда.

Сначала рассмотрим случай генератора тока, когда в момент $t=0$ через $p^+ - n - n^+$ -структуру мгновенно устанавливается плотность тока $j(t) = \text{const}$. Из p^+ - и n^+ -слоев навстречу друг другу выйдут пакеты дырок и электронов (рис. 1). Скорость движения их фронтов не будет превышать значения v_s , следовательно, по крайней мере до момента $\tau_s/2 = W/2v_s$ между фронтами пакетов будет существовать область, где максимально возможный ток проводимости $j_s = qN_d v_s$ определяется равновесной концентрацией электронов. В дальнейшем будем рассматривать только плотности токов $j > j_s$. В этом случае скорость движения фронтов пакетов равна v_s , а поле E_m в области между пакетами линейно нарастает в период времени $0 < t < \tau_s/2$ от E_s до величины

$$E_m = E_s + \frac{j - j_s}{\epsilon} t. \quad (1)$$

В рамках принятых приближений поведение носителей заряда в области дрейфа с насыщенной скоростью определяется уравнениями

$$j = qnv_s + qp v_s + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q(p - n + N_d)}{\epsilon}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -v_s \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = v_s \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (4)$$

За начальные условия при решении данной задачи принимаем поле $E(x, 0) = E_s$ и концентрации $p(x, 0) = 0$, $n(x, 0) = N_d$.

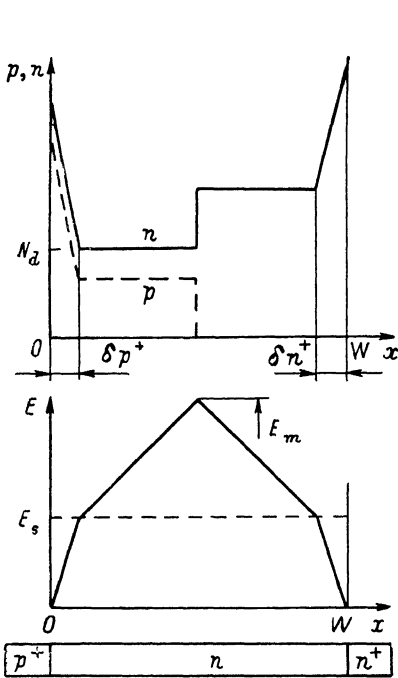


Рис. 1. Распределение поля и концентраций электронов и дырок в объеме полупроводника.

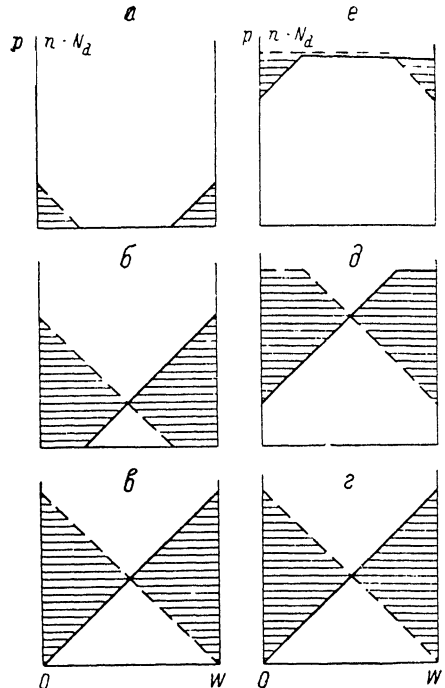


Рис. 2. Распределение избыточных концентраций электронов (сплошные линии) и дырок (штриховые) при линейно нарастающем токе.

t : а — $1/4\tau_{0s}$, б — $3/4\tau_{0s}$, в, з — τ_{0s} , д — $5/4\tau_{0s}$, е — $7/4\tau_{0s}$. Заштрихованные области — объемные заряды электронов и дырок.

Очевидно, что на границах с инжектирующими областями ($x=0$, $x=W$) можно принять условие нулевого поля. Около каждой из границ образуются области δ_p , δ_n (рис. 1), в которых поле нарастает от нуля до значения E_s . В области δ_n у n^+ -слоя до момента τ_s дырки отсутствуют и объемный заряд определяется только неравновесными электронами. Размер этой области для стационарного случая легко оценить из уравнения Пуассона $\delta_n \approx \epsilon \mu E_s / 2j$, а в переходном процессе размер δ_n только меньше сделанной оценки. Для интересующих нас параметров ($N_d \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $j > 10^2 \text{ А/см}^2$, $E_s = 10^4 \text{ В/см}$) $\delta_n \approx 5 \cdot 10^{-4} \ll \ll W \approx 10^{-2} \text{ см}$, т. е. можно пренебречь размером области δ_n и принять в качестве первого граничного условия значение поля $E(W, t) = E_s$.

В области δ_p у p^+ -слоя возможна компенсация объемного заряда дырок потоком электронов (так как через границу δ_p электронный ток $j_n = j_s = qN_d v_s$,

для $t < \tau_s$) и, следовательно, возможно расширение области δ_p по сравнению с δ_n . Для точки δ_p (рис. 1) можно написать очевидное условие

$$\frac{dE}{dt} \Big|_{x=\delta_p} = v_s \frac{\partial E}{\partial x} \Big|_{x=\delta_p} + \frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{x=\delta_p} = 0, \quad (5)$$

где v_s — скорость движения точки δ_p , в которой $E = E_s$. Учитывая, что $\frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{\delta_p} = \frac{j_p - j_n}{\varepsilon v_s}$, а ток при $x = \delta_p$ $j = j_s + j_p + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$, из (5) получаем

$$v_s = v_s \frac{j_p + j_s - j}{j_p}, \quad (6)$$

т. е. скорость движения границы определяется балансом токов на ней.

Из уравнения Пуассона следует, что полный нескомпенсированный заряд дырок в области δ_p постоянен и составляет величину $Q = \varepsilon E_s / q$. Таким образом, заряд электронов $j_s t$, вошедших в область δ_p , должен быть скомпенсирован зарядом дырок, оставшихся здесь, а это означает, что $i_p(x=0) - i_p(\delta_p) = j_s$. Подставляя отсюда значение $j_p(\delta_p)$ в (6) и учитывая, что $j_p(x=0) = j$, получаем $v_s = 0$. При мгновенном установлении тока $\delta_p \ll W$, следовательно, за второе граничное условие можно принять $E(0, t) = E_s$.

Из (2)–(4) с учетом принятых начальных и граничных условий следует, что для $t \leq \tau_s$ волна дырок дрейфует со скоростью v_s и для $x < v_s t$ имеет постоянную по длине концентрацию вида

$$p = \frac{j - j_s}{qv_s}. \quad (7)$$

Для $x > v_s t$ $p = 0$. Концентрация аналогичной волны электронов для $x > W - v_s t$ имеет вид $n = p + N_d$, где p соответствует (7). Для $x < W - v_s t$ $n = N_d$.

Интегрируя (3) с учетом полученных значений для p и n , можно найти распределение поля $E(x, t)$ в объеме полупроводника. С учетом (7) изменение напряжения в объеме полупроводника для времени $t < \tau_s$ имеет вид

$$U(t) = E_s W + \frac{(W - v_s t)(j - qN_d v_s) t}{\varepsilon}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что характерные времена нарастания и спада напряжения равны $\tau_s/2$ и не зависят от плотности тока, который определяет только максимальное значение напряжения.

В момент времени τ_s объемные заряды движущихся пакетов электронов и дырок нейтрализуют друг друга, а поле вновь станет равным E_s . При $t > \tau_s$, сделанный ранее вывод о неподвижности границ δ_p и δ_n перестает быть справедливым, так как резко возрастают потоки носителей противоположного знака, входящих в δ и компенсирующих в них объемные заряды. Физически это означает, что при $t > \tau_s$ поле везде становится меньше E_s . В области перекрытия пакетов электронов и дырок при $t > \tau_s/2$ ток проводимости $j_p + j_n = 2j_p + j_s$ превышает полный ток на величину $\Delta j = j - 2j_p - j_s$. Эта разница компенсируется отрицательным током смещения $\varepsilon(dE/dt)$, связанным с уменьшением поля. При сохранении этого значения $\varepsilon(dE/dt)$ для $t > \tau_s$ поле должно было бы упасть до нуля через время $\Delta t \simeq \varepsilon E_s / (j - 2j_p - j_s)$. Фактически при уменьшении поля до значений, меньших E_s , нарушается используемое выше условие $v = v_s$, дрейф носителей замедляется ($v = \mu E$ при $E < E_s$), что снижает ток проводимости до значения, равного полному току, а ток смещения становится пренебрежимо мал. По этой причине поле к моменту времени $t = \tau + \Delta t$ примет значение

$$E_0 = \frac{j}{q[\mu(p + N_d) + \mu_p p]}, \quad (9)$$

где p определяется из (7). В дальнейшем распределение поля будет определяться известным законом биполярного дрейфа квазинейтральной электронно-дырочной плазмы [5, 6].

В общем случае произвольного изменения тока во времени аналитическое решение системы (2)–(4) невозможно. Однако достаточно полное описание двойной инжекции при насыщенных скоростях дрейфа можно получить, используя некоторые полиномиальные аппроксимации, простейшей из которых является линейное изменение тока во времени $j = j_s + at$.

Можно показать, что проведенная выше оценка размеров приграничных областей δ_n и δ_p сохраняется и для случая изменяющегося во времени тока, т. е. начальные и граничные условия сохраняются. Решение для линейно нарастающего тока показывает, что для $t < \tau_s$ граничные концентрации дырок при $x=0$ и электронов при $x=W$ линейно растут во времени (рис. 2). Распределение дырок в объеме полупроводника для $t < \tau_s$, $x < v_s t$ имеет вид

$$p(x, t) = \frac{kN_d(v_s t - x)}{v_s t}, \quad (10)$$

для $x > v_s t$ $p=0$. Распределение электронов для $t < \tau_s$, $x > W - v_s t$

$$n(x, t) = N_d + \frac{kN_d(x + v_s t - W)}{v_s t}, \quad (11)$$

для $x < W - v_s t$ $n = N_d$, где $k = at/j_s$. Для $t < \tau_s/2$ взаимная нейтрализация объемных зарядов электронов и дырок полностью отсутствует (заштрихованные области на рис. 2, а). Для $t > \tau_s/2$ объемные заряды частично нейтрализуются, однако их абсолютное значение продолжает увеличиваться (рис. 2, б). С учетом вышесказанного из (3), (10), (11) напряжение на структуре при $t < \tau_s$ изменяется:

$$U(t) = \frac{kqN_d v_s t}{\epsilon} \left(\frac{W}{2} - \frac{v_s t}{3} \right) + E_s W. \quad (12)$$

В момент $t = \tau_s$ передний фронт волны электронов достигает граничной области δ_p вблизи $x=0$. Как следует из (3), (10), (11), в этот момент времени поле $E > E_s$ при $x > \delta_p$ в отличие от случая $j = \text{const}$, где при $t = \tau_s$ $E(x) = E_s$, следовательно, в дальнейшем здесь сохраняются насыщенные скорости электронов и дырок. Поэтому условие взаимной нейтрализации объемных зарядов электронов и дырок в области δ_p , о котором подробно говорилось выше, имеет вид $j_p(x=0) - j_p(v_s t) = j_n(\delta_p)$, или $j_s + at - j_p(v_s t) = j_s + a(t - \tau_s)$, откуда $j_p(v_s t) = a\tau_s$. Таким образом, при $t > \tau_s$ произойдет стабилизация тока дырок через границу δ_p на уровне $a\tau_s$ и, как можно показать, соответственно тока электронов через границу δ_n на уровне $a\tau_s + j_s$. При этом стабилизируются и концентрации на волнах электронов и дырок, идущих от своих границ. Распределения концентраций для этого периода времени показаны на рис. 2, г—е.

Следовательно, в период времени $\tau_s < t < 2\tau_s$ в n -слое происходит компенсация объемных зарядов электронов и дырок, а напряжение уменьшается точно по такому же закону (12), по которому нарастало при $t < \tau_s$. Максимального значения напряжение достигает при $t = \tau_s$ и на основании (12) составляет

$$U_m = a \frac{W^3}{6\epsilon v_s^3} + E_s W. \quad (13)$$

В момент времени $t = 2\tau_s$ происходит полная компенсация объемных зарядов и напряжение падает до значения $U_{\min} = E_s W$. Так как полный ток продолжает линейно расти, снова начнет линейно нарастать ток дырок на границе δ_p и соответственно электронов на границе δ_n . Поэтому вновь возникнут объемные заряды и на интервале $2\tau_s < t < 3\tau_s$ будут расти поле и напряжение, а на интервале $3\tau_s < t < 4\tau_s$ произойдет их спад. Таким образом, на полупроводнике возникнут колебания напряжения с периодом $2\tau_s$ при непрерывном росте тока (рис. 3). В конечном итоге этот процесс будет нарушен.

или расширением приконтактных диффузионных областей, или термическим разогревом из-за непрерывного роста тепловыделения.

Нужно заметить, что авторы работ [3, 4], рассматривавшие аналогичный случай линейного нарастания тока при насыщенных скоростях, из-за пренебрежения током смещения не получили колебательного режима, обусловленного волновым характером переноса, а получили стационарность поля и напряжения при значении $U_{ст}$, соответствующем половине U_m из (13). Тем не менее стационарный режим со значением U_m возможен. Для этого, необходимо погасить колебания, скачком увеличив (в момент любого максимума напряжения $t = \tau_s, 3\tau_s$ и т. д.) значение скорости роста тока $a = dj/dt$ в 2 раза, что ведет к восстановлению линейного хода распределения концентраций. После этого установится стационарное параболическое распределение поля с линейно нарастающими объемными зарядами, что будет соответствовать резуль-

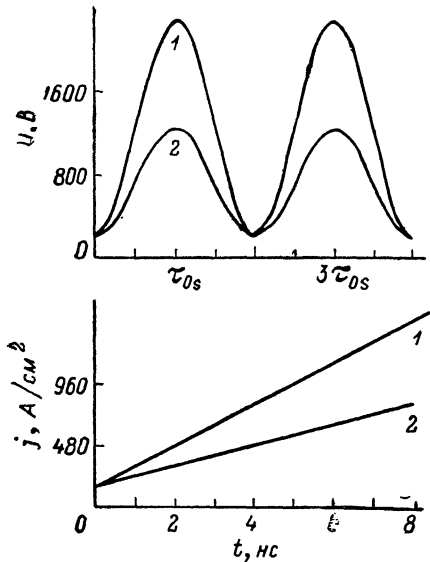


Рис. 3. Расчетные зависимости изменения напряжения на диоде ($W = 2 \cdot 10^{-2}$ см, $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$) при линейном нарастании тока.

$(dj/dt) \cdot 10^{-10}$, А/см 2 /с: 1 — 1.6, 2 — 0.8.

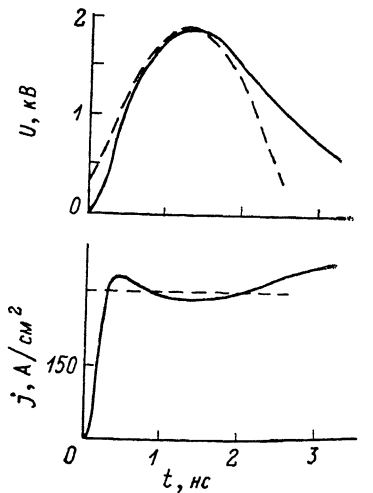


Рис. 4. Переходные характеристики диода, полученные с помощью численного (сплошные линии) и аналитического (штриховые) расчетов.

татам [3, 4] при напряжении U_m . Полученные выше результаты легко обобщить, приняв во внимание тот факт, что форма инжектированных пакетов электронов и дырок имеет степенной характер:

$$p(x, t) = a(v_s t - x)^m, \quad n(x, t) = a(v_s t + x - W). \quad (14)$$

При $t < \tau_s$ концентрация дырок на границе $x = 0$ $p(0, t) = a(v_s t)^m$, электронов при $x = W$ — $n(W, t) = a(v_s t)^m$. На этом интервале времени полный ток j имеет вид

$$j = j(0, t) = j(W, t) = aqv_s^{m+1} t^m. \quad (15)$$

При $t > \tau_s$ и сохранении закона изменения концентраций на границах полный ток имеет вид

$$j = j_p(0, t) + j_n(0, t) = j_p(W, t) + j_n(W, t) = aqv_s [(v_s t)^m + (v_s t - W)^m], \quad (16)$$

т. е. для сохранения закона изменения концентраций (14) в момент времени $t = \tau_s$ ток нужно скачком изменить, поменяв (15) на закон (16), т. е. погасить колебательный режим, как было сказано ранее.

Интегрируя (14), при $t > \tau_s$ найдем распределение поля в объеме полупроводника

$$E(x, t) = \frac{aq}{(m+1)\epsilon} [(v_s t + x - W)^{m+1} - (v_s t - W)^{m+1} + (v_s t - x)^{m+1} - (v_s t)^{m+1}]. \quad (17)$$

Интегрируя (17) в пределах $0 \div W$, находим $U(t)$ при $t > \tau_s$,

$$U(t) = \frac{aq}{(m+1)\varepsilon} \left\{ \frac{2(v_s t) - 2(v_s t - W)^{m+2}}{m+2} - W [(v_s t)^{m+1} + (v_s t - W)^{m+1}] \right\}. \quad (18)$$

Таким образом, для закона роста тока (16) имеем закон роста напряжения (18) и обратно.

Для моментов времени $t \gg \tau_s$ из (16)–(18) с точностью до квадратичных членов $W/v_s t$ получаем

$$j = aqv_s^{m+1} t^m \left(1 - \frac{W}{2v_s t} \right), \quad (19)$$

$$E = \frac{aqm}{\varepsilon} (v_s t)^{m-1} x (x - W), \quad (20)$$

$$U = \frac{aqm}{2\varepsilon} (v_s t)^{m-1} W^2. \quad (21)$$

Как следует из (20), распределение поля происходит по параболическому закону, амплитуда в центре изменяется как t^{m-1} . Напряжение из (21) $\sim W^2$ и изменяется как амплитуда поля. При $m=1$ E и U стационарны, что было получено в работах [3, 4]. Напомним, что выйти на квазистационарный режим, описываемый (19)–(21), как следует из продолженного расчета, можно, только изменив скачком скорость нарастания тока в момент $t = \tau_s$.

Как следует из (1), (17), при больших значениях j или dj/dt максимальное

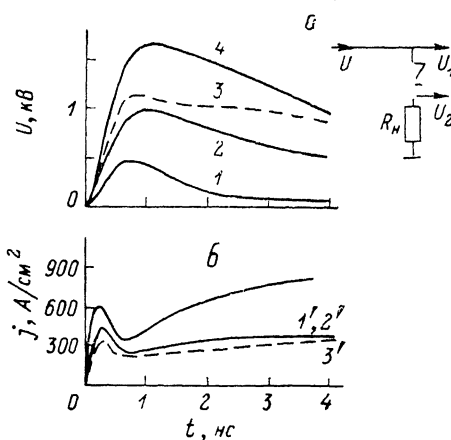


Рис. 5. Схема измерений токов двойной инжекции диодов (а); экспериментальные переходные характеристики (сплошные линии) и переходные характеристики, полученные с помощью численного расчета (штриховые) (б).

Для диода с $W \cdot 10^2$, см: 1, 1' — 1.5; 2, 2' — 4, 4' — 2.5.

значение поля в центре структуры ($j - j_s > 10^2$ А/см², $W \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см, $E_m > > 10^5$ В/см) может достичь величины, при которой станет возможной ударная ионизация, и все рассмотренные выше процессы искажутся.

Для проверки точности проведенного приближенного анализа нами был сделан численный расчет, в котором использовалась программа, аналогичная описанной в работе [7]. Решались уравнения Пуассона, неразрывности и тока. Диффузией и рекомбинацией пренебрегали. Использовалась аппроксимация зависимости дрейфовой скорости носителей заряда от поля в кремнии [8]. В качестве граничных условий брались концентрации на контактах $p^+ = n^+ = = 18^{18}$ см⁻³. Численные эксперименты показали, что при таких высоких значениях граничных концентраций конкретный ход распределения электронов и дырок в объеме не чувствителен к их конкретному значению на границах.

На рис. 4 представлены зависимости изменения напряжения на диоде, полученные с помощью численного расчета, а также с использованием выражения (8) для тока $j = 350$ А/см² ($W = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см, $N_d = 1.25 \cdot 10^{14}$ см⁻³). Как видно, имеется хорошее совпадение переходных характеристик, полученных разными путями. Численный расчет также хорошо совпал с распределением концентраций электронов и дырок в (7).

3. Эксперимент. Экспериментально исследовались кремниевые $p^+ - n - n^+$ структуры, изготовленные по обычной диффузионной технологии со следующими параметрами: толщины p^+ - и n^+ -слоев $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ см, уровень легирования n -области $1.25 \cdot 10^{14}$ см⁻³, время жизни неосновных носителей $\approx 10^{-5}$ с. Структуры имели цилиндрическую форму с площадью сечения $S = 0.02$ см².

Схема включения структуры приведена на рис. 5, а. Подаваемые на схему высоковольтные импульсы с фронтом $\tau_{\phi} = 0.2 \cdot 10^{-9} \ll \tau_s \ll 1.5 \div 2.5 \cdot 10^{-9}$ с формировались генератором с внутренним сопротивлением $R_0 = 50$ Ом на лавинных диодных обострителях [9]. Напряжение $U = U_1 - U_2$ и плотность тока $j = U_2 / R_{II} S$ регистрировались стробоскопическим осциллографом. Временное разрешение всей схемы $\approx 10^{-10}$ с.

На рис. 5, б приведены осциллограммы тока и напряжения на образце. Начальное немодулированное сопротивление n -слоя составляет величину $30 \div 50$ Ом, сравнимую с эквивалентным последовательным сопротивлением внешней цепи $R_0 + R_n = 100$ Ом. Поэтому условие генератора тока выполнялось не очень хорошо и в соответствии с законом Кирхгофа уменьшение напряжения на структуре сопровождалось заметным ростом тока через нее.

При одинаковой плотности тока напряжение на структуре с большей толщиной имеет не только большую амплитуду, но и более медленный спад (рис. 5, б, кривые 1, 2). При увеличении амплитуды тока через образец максимальное напряжение возрастает, однако время его достижения сохраняется на значении, примерно равном половине пролетного времени τ_s , что для образца с $W = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см составляет $1.25 \cdot 10^{-9}$ с. Эти экспериментальные результаты качественно соответствуют результатам теории в режиме генератора тока $j = \text{const}$. Нами был проведен численный расчет токов двойной инжекции в соответствии с рассмотренной выше моделью для режима, аналогичного экспериментальному. Результаты численного расчета приведены на рис. 5, б (кривые 3, 3') для образца с $W = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см, $N_d = 1.25 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Как видно из этих зависимостей, имеется хорошее совпадение расчета и эксперимента.

Реализовать экспериментально колебательный режим напряжения при линейном нарастании тока через диод не удалось из-за технических трудностей, связанных с созданием необходимого генератора линейно нарастающего тока наносекундного диапазона.

В заключение необходимо отметить, что если ток через диод нарастает от нулевого значения, то режим с насыщением скоростей дрейфа электронов и дырок может быть реализован лишь при скорости роста тока, большей величины j_s / τ_s , в противном случае в базе будет выполняться условие квазинейтральности и процессы переноса электронно-дырочной плазмы будут протекать так, как это показано в работах [5, 6].

Л и т е р а т у р а

- [1] Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.
- [2] Адирович Э. И., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Токи двойной инжекции в полупроводниках. М., 1978. 320 с.
- [3] Расчет силовых полупроводниковых приборов / Под ред. В. А. Кузьмина. М., 1980. 185 с.
- [4] Тиман Б. Л., Фесенко В. М., Гулевич Г. М. — Радиотехн. и электрон., 1979, т. 24, в. 7, с. 1475—1477.
- [5] Dean R. H. — J. Appl. Phys., 1979, v. 40, N 2, p. 588—591.
- [6] Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Смирнова И. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 620—625.
- [7] Биленко Ю. Д., Левинштейн М. Е., Попова М. В., Юферов В. С. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1812—1816.
- [8] Canghey D. T., Thomas E. — IEEE, 1967, v. 55, p. 2192—2197.
- [9] Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Шендерей С. В. — ПТЭ, 1981, № 4, с. 135—136.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 17.12.1986
Принята к печати 1.02.1988