

06; 12

© 1990 г

## ДИНАМИЧЕСКИЙ ПЕРЕГРЕВ РЕВЕРСИВНО ВКЛЮЧАЕМЫХ ДИНИСТОРОВ

А. В. Горбатюк, И. Е. Панайотти

Рассмотрен переходный процесс биполярной инжекции в реверсивно включаемых динисторах в условиях их сильного саморазогрева за счет джоулевых потерь. Предложена теория, основанная на совместном решении уравнений движения плазмы и теплового баланса решетки с учетом температурных зависимостей подвижностей электронов и дырок. Получены аналитические выражения для нестационарных пространственных распределений концентраций носителей, величины электрического поля и температуры полупроводника, а также временная зависимость падения напряжения на приборе для импульса тока произвольной формы. Теория хорошо описывает наблюдаемый динамический подъем напряжения, вызываемый саморазогревом структуры под действием тока, и позволяет определять предельные параметры коммутируемого импульса.

### Введение

Кремниевые реверсивно включаемые динисторы (РВД) [1-3] являются, пожалуй, самыми мощными среди переключателей, принципы действия которых основаны на переходных эффектах двойной инжекции в полупроводниках [4]. Для приборов площадью 20—50 см<sup>2</sup> установленный на опыте предел по току составляет  $I_m \approx 200-300$  кА при длительности одиночных импульсов  $t_{им} \sim 25-100$  мкс [4, 5], а коммутируемая в нагрузку энергия, отнесенная к единице объема РВД  $\tilde{W} = W_{н}/V = U_{н} I_{н} t_{им}/V$ , достигает значений  $\tilde{W}_m \sim 10-20$  кДж/см<sup>3</sup>.

При правильном выборе режима управления [6] временные зависимости мощности джоулевых потерь  $P(t)$  в РВД не содержат выраженного переходного пика на фронте нарастания тока, который типичен для обычных тиристоров, а полные потери за время импульса составляют всего около одного процента от  $W_{н}$  [4, 5]. Это же соотношение имеет место и для циклических режимов работы быстройдействующих РВД [7] вплоть до частот порядка  $\sim 30$  кГц.

В области относительно малых  $\tilde{W} \leq 0.1 \tilde{W}_m$  экспериментальные переходные характеристики напряжения при изменении амплитуды тока  $I_m$  образуют семейство кривых  $U(t) \sim I_m^\alpha f(t)$  (где  $\alpha = 0.5-0.8$ ), монотонно убывающих с течением времени. Однако по мере приближения к пределу мощности сначала обнаруживается ограничение спада  $U$  (при  $\tilde{W} \sim 0.1-0.2 \tilde{W}_m$ ), а затем появляется характерный динамический подъем  $U(t)$ , который по аналогии с миллисекундными режимами перегрузки мощных диодов [8] можно связать с чрезмерным нестационарным разогревом полупроводника. Действительно, при абсолютной коммутируемой мощности до 1 ГВт [4, 5] средняя по объему мощность джоулевых потерь достигает единиц МВт/см<sup>3</sup>, что соответствует подъему средней температуры структуры за время  $\sim 50$  мкс на несколько сотен градусов. Развитие эффекта перегрева при  $\tilde{W} \sim 0.5 \tilde{W}_m$  сопровождается непропорционально быстрым увеличением потерь, а появление и рост температурного максимума на кривой  $U(t)$  становятся предвестниками тепловой аварии.

Пространственная картина физических явлений, связанных с перегревом, представляет особый интерес с точки зрения надежности РВД, однако технически наблюдать ее очень сложно. Можно предполагать, что по крайней мере до

подключения быстрых термодинамических эффектов [9], обычно ведущих к неустойчивости и локализации тока [8], тепловыделение в РВД, как и инжекция, однородно по площади [3]. В то же время неизбежная неоднородность инжекции плазмы по направлению тока [6] должна вести к опережающему перегреву слабоумодулированных глубинных слоев, т. е. дополнительно концентрировать перегрузку.

В данной работе предлагается нестационарная теория механизма распределенного джоулева перегрева РВД во взаимосвязи характерных инжекционных и тепловых явлений.

### Постановка задачи

Физические процессы в РВД, работающем в оптимальном режиме с «насыщенным» управлением [6], подобны процессам двойной инжекции в протяженном  $p^+nn^+$ -диоде. Так, еще в период «реверсивной» накачки управляющего заряда  $Q_R \geq Q_{кр} \sim 100 \text{ мкКл/см}^2$  и затем в ходе его перераспределения при пропуске коммутируемого импульса тока на обоих краях высокоомной  $n$ -базы РВД формируются тонкие, обогащенные до концентраций  $p \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  квазинейтральные плазменные слои  $\mathcal{P}_K$  и  $\mathcal{P}_A$ , которые соответствуют катодному (аккумулирующему) и анодному (инжектирующему) эмиттерам эквивалентной диодной структуры (рис. 1).

Для времен  $\Delta t \ll 100 \text{ мкс}$  диффузия не успевает участвовать в накоплении плазмы в пространстве между  $\mathcal{P}_K$  и  $\mathcal{P}_A$  и этот процесс благодаря большим плотностям тока осуществляется за счет механизма амбиполярного дрейфа [6]. Модулируемое пространство шириной  $w_n = 200 - 300 \text{ мкм}$  обладает гораздо меньшей проводимостью, чем другие части прибора, и является основной областью, где выделяется тепло.

Концентрация в  $n$ -базе при дрейфовой инжекции увеличивается со временем как  $\sqrt{Q(t)}$  [6, 10] ( $Q$  — заряд, переносимый коммутируемым током). Поэтому для началь-

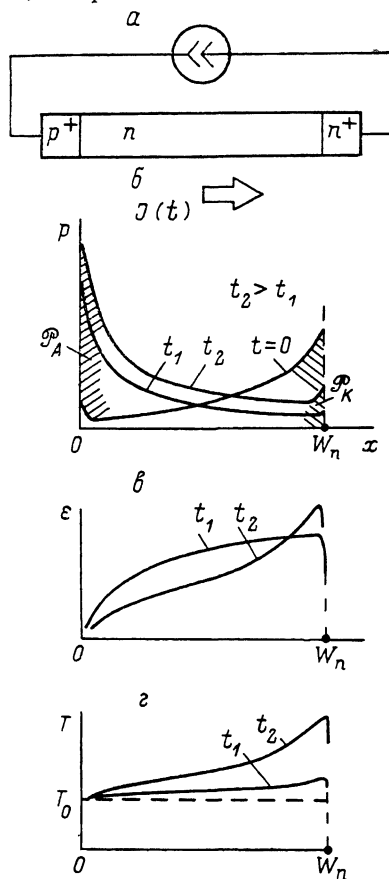


Рис. 1. Пространственная картина импульсного разогрева структуры РВД.

$a$  — эквивалентная схема РВД в квазидиодном режиме,  $b$  — продольное распределение концентраций,  $c$  — распределение электрического поля,  $d$  — распределение температуры.

ных этапов, которые можно считать изотермическими, проводимость растет по этому же закону и переходная характеристика напряжения имеет тенденцию спада, что хорошо прослеживается в экспериментах [1-5]. Однако при нагреве структуры на сотни градусов подвижности электронов и дырок из-за усиления решеточного рассеяния уменьшаются в несколько раз [8] и на некотором этапе температурный спад проводимости станет преобладать над ее концентрационным ростом. Это увеличит амбиполярное поле плазмы, приведет к росту мгновенных потерь и, следовательно, к дальнейшему увеличению температуры. Так как за время  $t_{им}$  тепло не успевает выводиться из рабочего объема, то его накопление приобретает лавинообразный характер.

Для амбиполярного дрейфа плазмы характерна асимметрия концентрационного профиля вдоль направления тока [6] с максимумом со стороны анода и

минимумом у катода (рис. 1, б). Если начальная температура всюду одинакова, то локальная проводимость  $\sigma(x, t)$  тоже имеет минимум у катода. Здесь располагаются максимумы электрического поля (рис. 1, в) и плотности мощности потерь, так что максимальный нагрев структуры локализуется в этом же месте (рис. 1, г). В случае, когда имеется начальная неоднородность  $T(x)$  с максимумом, сдвинутым к аноду, положение минимума  $\sigma(x, t)$  может и не совпадать с минимумом  $p(x, t)$ , тогда картина динамической локализации тепла окажется гораздо более сложной.

С целью построения теоретической модели введем некоторые предположения. Известно, что в слаболегированном кремнии при  $\mathcal{E} < 10^4$  В/см температурные зависимости подвижностей электронов и дырок близки [11]

$$\mu_n = \mu_{n_0} (T/T_0)^{-2.42}, \quad \mu_p = \mu_{p_0} (T/T_0)^{-2.2}, \quad (1)$$

так что их отношение является весьма слабой функцией температуры  $b = \mu_n/\mu_p = b_0 (T/T_0)^{0.22}$ . Далее вместо (1) используются соотношения  $\mu_n = b\mu_p = b_0\mu_{p_0} (T/T_0)^{-\beta}$  (где  $b_0 = 2.8$ ,  $\beta = 2.3$ ), экстраполируемые в область высоких температур  $\sim 1000$  К.

Для рассматриваемых времен  $\Delta t \ll 100$  мкс, пренебрегая диффузией плазмы ( $\theta_p = w_n^2/D_h \sim 100$  мкс) и рекомбинацией носителей тока в области  $0 < x < w_n$  ( $\tau_h \sim 30-50$  мкс), а также диффузией тепла ( $\theta_T = w_n^2/D_T \sim 1000$  мкс), опишем пространственную динамику эффекта уравнениями амбиполярного дрейфа плазмы

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -v_d \frac{\partial p}{\partial x} + 0(T) \simeq - \frac{b_0 N_d J(t)}{q [(b_0 + 1)p + b_0 N_d]^2} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

и адиабатического нагрева решетки

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \frac{J^2(t)}{\sigma(x, t)} = \frac{J^2(t)}{q [(b_0 + 1)p + b_0 N_d] \mu_{p_0} (T/T_0)^{-\beta}} \quad (3)$$

Здесь  $J(t) = I(t)/S$  — плотность коммутируемого тока ( $S$  — площадь структуры),  $v_d$  — амбиполярная дрейфовая скорость,  $\rho$  и  $c$  — плотность и удельная теплоемкость кремния. Через  $0(T)$  обозначена совокупность членов, зависящих от градиентов температуры и от рекомбинационно-генерационных процессов. Мы полагаем, что приближение  $0(T) \rightarrow 0$  оправдывается до тех пор, пока скорость термодиффузии носителей остается меньше, чем  $n_i(T \sim 1000 \text{ К})/\tau_g \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  ( $\tau_g$  — время перезарядки системы глубоких уровней), а  $dT/dx$  еще не превышает единиц К/мкм, когда в кремнии создаются условия для зарождения температурно-градиентного домена [12].

Считается, что РВД в момент  $t=0$  находится в «накачанном» состоянии с избыточным зарядом  $Q_R \geq Q_{кр}$ , достаточным для перехода в квазидиодный режим. Этому состоянию отвечает «реверсивное» начальное распределение избыточной концентрации в виде [6]

$$p_R(x, t=0) = \frac{1}{b_0 + 1} \left[ \sqrt{\frac{b_0 N_d Q_R}{q(w_n - x)}} - b_0 N_d \right]. \quad (4)$$

Граничное условие для (2) в точке  $x=0$  в период  $t > 0$  обсуждалось в [6] и имеет вид

$$p(x=0, t > 0) \rightarrow \infty. \quad (5)$$

В качестве начального условия для (3) выберем произвольное распределение

$$T(x, 0) = T_{0x} \leq 300 - 450 \text{ К}, \quad (6)$$

которое в свою очередь может быть результатом предшествующих тепловых процессов. Значение  $T \sim 450$  К примерно соответствует порогу дестабилизации напряжения блокировки.

Если во внешней цепи реализуется режим генератора тока, т. е. вид  $I(t)$  задан, то уравнение (2) в указанных приближениях не зависит от температуры. В соответствии с изотермической теорией [6] на начальной стадии оно описывает перестройку «реверсивного» профиля  $p_R(x, 0)$  (4) в профиль «прямой» концентрационной волны  $p(x, t)$ . Для  $t > t_*$ , где  $t_* \sim 0.1$  мкс — время начальной перестройки, динамика концентрационной волны определяется как

$$p(x, t) = \frac{1}{b_0 + 1} \left[ \sqrt{\frac{b_0 N_d Q(t)}{q x} - b_0 N_d} \right]. \quad (7)$$

Уравнение (3) можно привести теперь к виду с разделяющимися переменными. Его решением при начальном условии (6) служит выражение

$$T(x, t) = T_0 \left[ \left( \frac{T_{0x}}{T_0} \right)^{-(\beta-1)} - (\beta-1) A \sqrt{x} F(t) \right]^{-1/(\beta-1)}. \quad (8)$$

Здесь  $Q(t) = \int_0^t J(t) dt$ ,  $F(t) = \int_0^t (J^2(t) dt) / \sqrt{Q(t)}$ ,  $A = (\rho c \mu_{p_0} T_0 \sqrt{b_0 q N_d})^{-1}$ . При этом локальное поле равно

$$\mathcal{E}(x, t) = \frac{J(t)}{\sigma(x, t)} = \frac{J(t) \sqrt{x}}{\mu_{p_0} \sqrt{b_0 q N_d} Q(t)} \left| \left[ \left( \frac{T_{0x}}{T_0} \right)^{-(\beta-1)} - (\beta-1) A \sqrt{x} F(t) \right]^{-\beta/(\beta-1)} \right| \quad (9)$$

и неизотермическая переходная характеристика напряжения находится из (9) в виде квадратуры

$$U(t) = \frac{J(t)}{\mu_{p_0} \sqrt{b_0 q N_d} Q(t)} \int_0^{w_n} \frac{\sqrt{x} dx}{\left[ \left( \frac{T_{0x}}{T_0} \right)^{-(\beta-1)} - (\beta-1) A \sqrt{x} F(t) \right]^{\beta/(\beta-1)}}. \quad (10)$$

Теперь, зная  $\mathcal{E}(x, t)$  и  $U(t)$ , можно определить локальную и усредненную по объему плотности мощности потерь

$$P_x(x, t) = \mathcal{E}(x, t) J(t), \quad P_{cp}(t) = \frac{U(t) J(t)}{w_n}, \quad (11)$$

а также энергию полных потерь

$$W_T = S \int_0^t U(t) J(t) dt. \quad (12)$$

Если  $T_{0x} = \text{const} = T_0$ , то вычисление интеграла в (10) приводит к

$$U(t) = \frac{2}{3} \frac{w_n^{3/2} J(t)}{\mu_{p_0} \sqrt{b_0 q N_d} Q(t)} \Phi(t), \quad (10')$$

где

$$\Phi(t) = \frac{6}{[A \sqrt{w_n} F(t)]^3} \left\{ \frac{\eta^{-1/(\beta-1)}}{(\beta-1)^2} \left[ \frac{1}{2} + \frac{\eta}{\beta-2} - \frac{\eta^2}{2(2\beta-3)} \right] - \frac{1}{(2\beta-3)(\beta-2)} \right\},$$

$$\eta(t) = 1 - (\beta-1) A \sqrt{w_n} F(t).$$

В случае малого разогрева  $F(t) \ll [(\beta-1) A \sqrt{w_n}]^{-1}$ , тогда  $\Phi(t) \rightarrow 1$  и выражение (10') переходит в изотермическую характеристику, полученную ранее в [6].

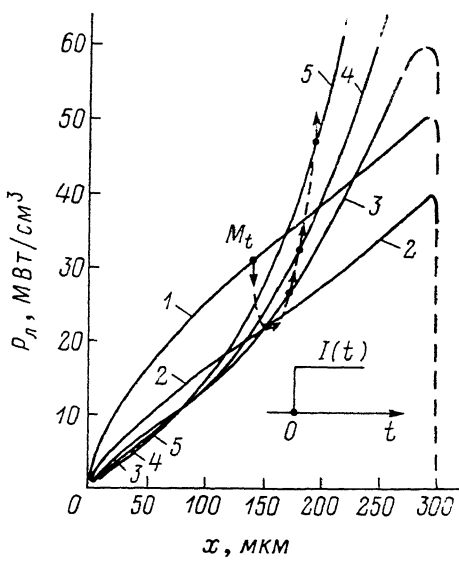
На рис. 2 рассчитано динамическое пространственное перераспределение локальных потерь в структуре РВД, находящейся при  $t=0$  в состоянии теплового равновесия с комнатной средой ( $T_{0x} = \text{const} = 300$  К) и разогреваемой в последующий период импульсом тока прямоугольной формы. Здесь и далее исполь-

зованы следующие исходные данные:  $\rho=2.3 \text{ г/см}^3$ ,  $c=0.7 \text{ Дж/г}\cdot\text{град}$ ,  $\mu_{p0} = 480 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ ,  $w_n=300 \text{ мкм}$ ,  $S=20 \text{ см}^2$ ,  $N_d=10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Условие по критичности накачки  $Q_R > Q_{кр}$  считается выполненным. Пунктиром обозначена траектория точки  $M_t$ , в которой  $P_a = P_{кр}$  для текущего момента времени. Начальный спад усредненных потерь и переход к тенденции их устойчивого роста для больших времен хорошо согласуется с ранее описанной физической картиной. Смещение точки  $M_t$  вправо иллюстрирует относительную локализацию зоны преимущественного тепловыделения в окрестности плазменного катода. При повышении мощности импульса эта область начинает вносить основной вклад в падение напряжения на высокоомном интервале базы, а в экстремальной ситуации является наиболее опасной.

### Предельные параметры коммутируемых импульсов

Если известна максимально допустимая температура перегрева полупроводниковой структуры  $T_{кр}$ , то из выражения (8) легко получить условия ограничения параметров коммутируемого импульса

Рис. 2. Пространственное перераспределение локальной мощности потерь ( $J_m = 7.5 \text{ кА/см}^2$ ).  
 $t$ , мкс: 1 — 1.0, 2 — 4.0, 3 — 13.0, 4 — 16.0, 5 — 20.0.



$$\int_0^t \frac{J^2(t) dt}{\sqrt{Q(t)}} = \sqrt{\left(\frac{f_t I_m}{S}\right)^2 t_{нм}} \leq K_{кр} =$$

$$= inf \left\{ \frac{1}{(\beta - 1) A \sqrt{x}} \left[ \left(\frac{T_0}{T_{0x}}\right)^{\beta-1} - \left(\frac{T_0}{T_{кр}}\right)^{\beta-1} \right] \right\}, \quad (13)$$

где  $f_t$  — форм-фактор кривой тока, принимающий значения от 1 для прямоугольных импульсов до 0.66 для полусинусоиды.

Координата плоскости, в которой раньше всего достигается пороговое значение температуры, определяется из условия минимума функции в фигурных скобках по заданному начальному распределению  $T_{0x}$ . При специальном условии, когда на некотором внутреннем интервале базы  $x_1 < x < x_2$ , начальное распределение температуры имеет форму

$$T_{0x} = \left[ \left(\frac{T_0}{T_{кр}}\right)^{\beta-1} + B \sqrt{x} \right]^{-1/(\beta-1)} T_0, \quad (14)$$

где  $B = \text{const}$ , пороговая температура, как следует из (13), будет достигаться во всех сечениях этого интервала одновременно.

В практически важном случае  $T_{0x} = T_0 = \text{const}$ , характерном для редких одиночных импульсов, минимум  $K$  расположен у катода, выражение (13) принимает вид

$$f_t I_m t_{нм}^{1/3} \leq S (K'_{кр})^{2/3} = S \left\{ \frac{1}{(\beta - 1) A \sqrt{w_n}} \left[ 1 - \left(\frac{T_0}{T_{кр}}\right)^{\beta-1} \right] \right\}^{2/3}. \quad (15)$$

Для режимов частотной коммутации, когда РВД после каждого импульса должен быстро восстанавливать свою блокирующую способность, предельная температура, как и для обычных тиристоров, составляет  $\sim 400-450 \text{ К}$ . Очевидно, что для одиночных импульсов допустимая степень перегрева может быть значительно большей. Область критических температур теперь определяется

порогом термомеханического разрушения в условиях поперечной неустойчивости и локализации тока [8], но ее точное задание затруднено ввиду большого разнообразия возможных конкретных сценариев аварии. Предполагается, однако, что область действия механизмов разрушения при однократной перегрузке лежит при температуре  $\sim 1000$  К и выше [8]. Здесь интересно заметить, что правая часть условия (13) в высокотемпературной области перестает зависеть от  $T_{кр}$ . Так, неопределенность  $T_{кр}$  в интервале 900—1600 К ведет к неточности в определении произведения  $I_m t_{им}^{1/2}$  всего на 10 %. Подставляя значение  $T_{кр} = 1000$  К в (15), находим, что для приборов, рассчитанных на напряжение переключения 2—2.5 кВ ( $w_{п0} = 300$ —350 мкм), величина  $(K'_{кр})^{1/2}$  составляет  $\sim 190$ —210 А·с<sup>1/2</sup>/см<sup>2</sup>. Тогда при  $t_{им} = 30$  мкс предельная плотность тока  $I_m/S \approx 12$  кА/см<sup>2</sup>, что хорошо соответствует экспериментальным результатам для мощных РВД [5].

### Расчет рабочих режимов микросекундного диапазона

При расчете переходных характеристик для режимов с  $t_{им} > 25$  мкс, подобных реализованным в [4, 5], представляется целесообразным дополнительно учесть диффузионное сужение эффективного дрейфового промежутка [6]

$$w_{эфф} = w_a - \delta L_A - \delta L_K. \quad (16)$$

На практике прикатодный плазменный слой в РВД находится на грани истощения и его толщина  $\delta L_K \approx 0$ . Толщина прианодного слоя  $\mathcal{P}_A$ , накопление плазмы в котором начинается еще с момента действия реверсивной накачки [6], может быть оценочно задана как

$$\delta L_A \approx \sqrt{D_h t_{эфф}^{-1}}. \quad (17)$$

Здесь  $t_{эфф}^{-1} = (t + t_R)^{-1} + \tau_A^{-1}$ ,  $t$  — текущее время с момента включения прямого тока,  $t_R$  — длительность реверсивной накачки [1-3],  $\tau_A$  — эффективное время жизни избыточных носителей в слое  $\mathcal{P}_A$ . Из-за специфики конструкции РВД [4-6],

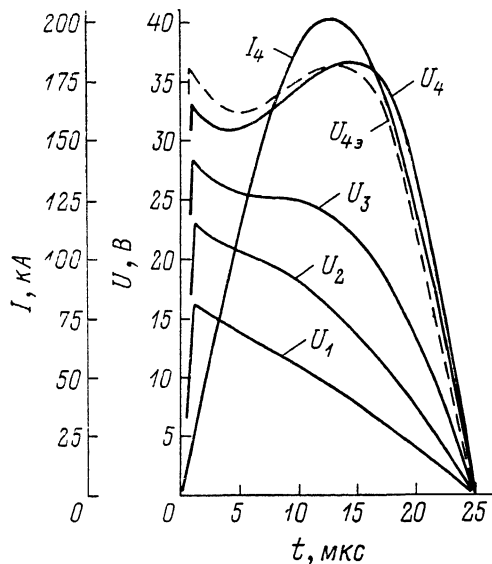


Рис. 3. Переходные характеристики РВД.

$I_{m1} = 50$  кА,  $I_{m2} = 100$  кА,  $I_{m3} = 150$  кА,  $I_{m4} = 200$  кА,  $t_R = 5$  мкс,  $\tau_A = 10$  мкс,  $T_{ор} = \text{const} = 300$  К.  $U_1$ — $U_4$  — соответствующие временные зависимости напряжения,  $U_{4э}$  — эксперимент для режима 4 по данным работы [5].

имеющей очень плотную шунтировку анодного эмиттера, значение параметра  $\tau_A$  может быть много меньше времени жизни  $\tau_h$  в толще  $n$ -базы.

На рис. 3 приведены зависимости  $U(t)$  для полусинусоидального импульса тока, вычисленные по формуле (10') с учетом диффузионной поправки. Точно неизвестный параметр  $\tau_A \sim 5$ —10 мкс  $< \tau_h$  использовался нами как подгоночный. Выбираемые параметры импульсов тока заведомо удовлетворяют условию (15). С целью сравнения здесь также дана экспериментальная зависимость  $U(t)$  из работы [5] для режима коммутации, по мощности близкого к предельному. При последовательном увеличении амплитуды коммутируемого тока четко прослеживается влияние перегрева на переходную характеристику напряжения, проявляющаяся в динамическом подъеме  $U$  при достаточно большом  $t$ . Обращает на себя внимание довольно хорошее совпадение теоретической и экспериментальной кривых для предельного режима. Небольшое превышение экспериментального значения  $U(t)$  в начале процесса можно в принципе объяснить слабовыраженным скин-эффектом [13]. А расхождение теории с экспериментом

для  $t > 10$  мкс может быть вызвано исходным пренебрежением генерационно-рекомбинационными процессами, а также вкладом температурно-градиентных эффектов [12] биполярного дрейфа, связанных с некоторым различием степенных показателей в (1).

В заключение авторы выражают признательность И. В. Грехову за постоянный интерес к данной работе и обсуждение полученных результатов.

#### Список литературы

- [1] Горбатюк А. В., Грехов И. В., Коротков С. В. и др. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1369—1374.
- [2] Горбатюк А. В., Грехов И. В., Коротков С. В. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 11. С. 685—688.
- [3] Грехов И. В., Горбатюк А. В., Костина Л. С. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 9. С. 1822—1826.
- [4] Тучкевич В. М., Грехов И. В. // Вестн. АН СССР. 1987. № 4. С. 18—27.
- [5] Грехов И. В., Коротков С. В., Яковчук Н. С. // Электротехника. 1986. № 3. С. 44—46.
- [6] Gorbatyuk A. V., Grekhov I. V., Nalivkin A. V. // Sol. St. Electron. 1988. Vol. 31. N 10. P. 1483—1497.
- [7] Грехов И. В., Костина Л. С., Коротков С. В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 10. С. 588—591.
- [8] Грехов И. В., Отблеск А. Е. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1787—1792.
- [9] Горбатюк А. В., Панайотти И. Е. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. № 1171. Л., 1987. 13 с.
- [10] Dean R. H. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 2. P. 585—591.
- [11] Jacobini C., Canali C., Ottaviani G., Alberigi Quaranta A. // Sol. St. Electron. 1977. Vol. 20. P. 77—89.
- [12] Добровольский В. Н., Павлюк С. П., Романов А. В. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 2. С. 411—414.
- [13] Горбатюк А. В., Грехов И. В., Коротков С. В., Муковников К. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 9. С. 1860—1861.

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

Поступило в Редакцию  
2 марта 1989 г.