06

ТЕРМОГЕНЕРАЦИОННЫЙ ПРОБОЙ КАНАЛА ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ

А. В. Горбатюк, И. Е. Панайотти

Предложена аналитическая самосогласованная модель дрейфового и термогенерационного механизмов накопления плазмы в условиях нестационарного джоулева разогрева канала двойной инжекции с учетом рекомбинации Шокли—Рида. Показано, что из-за сильной неоднородности тепловыделения вдоль направления тока развитие явлений, связанных с термогенерационным пробоем, приобретает характер волны повышенной концентрации и температуры, распространяющейся от катода к аноду. Найдены динамические распределения концентрации плазмы, температуры и электрического поля. Рассчитано влияние эффекта на переходные характеристики напряжения и получен критерий тепловой перегрузки диодных и тиристорных структур.

Введение

Термогенерация электронно-дырочной плазмы в распределенных полупроводниковых системах с током может вызывать неустойчивость возбужденных состояний этих систем и затем играть определяющую роль в цепи неконтролируемых взаимосвязанных процессов лавинообразного нарастания концентрации, перераспределения электрических потенциалов и температуры, возникновения зон повышенного разогрева и т. д. [1–4]. Интерес ко всему комплексу явлений — к динамическому термогенерационному пробою диктуется практической необходимостью выяснения условий тепловой перегрузки различных полупроводниковых приборов, и в первую очередь мощных кремниевых переключателей, концентрация энергии в которых особенно высока [5–7].

Для квазистатических условий можно указать критический уровень возбуждения (обычно плотность тока $J_{кр}$), локальное превышение которого выводит процессы в системе на неконтролируемую ступень [2–4]. Время развития закритической фазы должно определяться скоростью термической генерации носителей через запрещенную зону и для мощных приборов на основе кремния может быть оценено как время перезарядки глубоких уровней τ_G (порядка единиц и десятков мкс). В случаях если длительность греющего импульса тока $t_и \gg \tau_G$, термогенерационный пробой структуры в масштабе времени $t_и$ наступает мгновенно. При этом локальное выполнение условия критичности $J > J_{кр}$ означает аварию всего прибора, что и происходит в действительности при относительно «медленной» миллисекундной перегрузке диодов и тиристоров [4].

Совершенно иная ситуация возникает, когда длительность греющего импульса и время развития термогенерационных процессов соизмеримы. Такие случаи могут иметь место в новых мощных инжекционных переключателях микро- и субмикросекундного диапазонов [5–8], рабочие режимы которых близки к порогу равномерно распределенной по сечению канала критической перегрузки [7, 9], а также в других приборах с большой рабочей площадью при управляемой или спонтанной локализации каналов двойной инжекции (см., например, [10]). Очевидно, что статические критерии перегрузки при этом становятся неприменимыми.

В работе [11] при некоторых упрощающих предположениях нами было показано, что последовательное развитие явлений термогенерационного пробоя в канале двойной инжекции при быстром его разогреве приобретает характер волны повышенной концентрации плазмы и температуры, распространяющейся в пространстве между катодным и анодным эмиттерами. Законы упорядоченного движения подобных сильно неравновесных образований (диссипативных структур) в последние годы становятся предметом общетеоретического интереса [12], однако нестационарная распределенная задача данного класса сложности в литературе не анализировалась. Целью настоящей работы является самосогласованное аналитическое описание механизма термогенерационного пробоя канала двойной инжекции, расчет некоторых характеристик и оценка условий критической тепловой перегрузки с учетом влияния термогенерации.

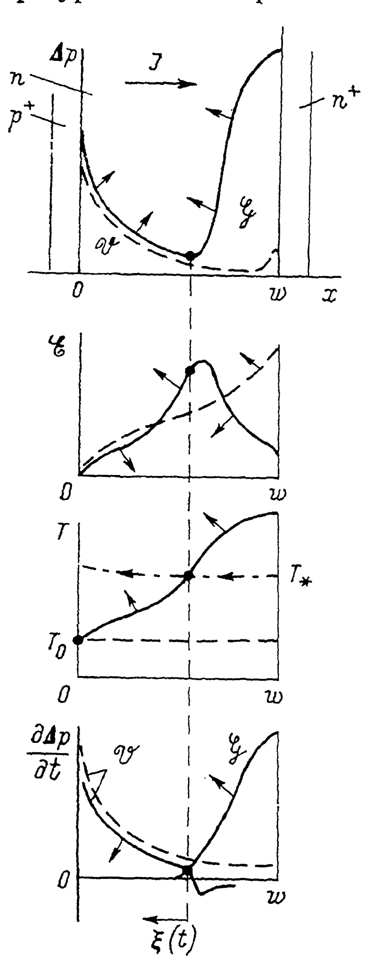

Рис. 1. Пространственная динамика термогенерационного пробоя.

Стрелками показаны направления эволюции соответствующих распределений; штриховыми линиями — профили этих распределений на этапе предварительного разогрева; штрихпунктиром — поведение T_* для $t > t_*$.

1. Постановка задачи и качественный анализ

Рассмотрим одномерную распределенную систему с источниками инжекции электронов (катодный эмиттер), дырок (анодный эмиттер) и расположенным между ними инжекционным каналом n-типа (рис. 1). Роль эмиттеров в принципе могут выполнять не только сильнолегированные элементы структуры, но и локализованные плазменные сгустки, если концентрация носителей в них намного превышает исходную концентрацию в канале [13]. Будем считать, что инжекционный процесс развивается под действием ступенчатого импульса тока $J\ (t > 0) = \mathrm{const}$ большой плотности, длительность которого $t_и \ll w^2/D$ времени диффузии плазмы на интервале w. Минимальный уровень возбуждения $J_{\min}$ зададим из тех соображений, чтобы за некоторое время $t_0\ (J_{\min}) \ll t_и$ в канале уже достигался высокий уровень инжекции $p \gg N_d$. Для этого достаточно, чтобы $J_{\min} > 10qN_d w t_0^{-1}$. Максимальный ток ограничим значениями $J_{\max} < 10q\ (\mu_p + \mu_n) N_d \mathcal{E}_s$, при которых для $t \gg t_0$ максимальное поле в системе не превышает $\mathcal{E}_s \sim 10^4$ В/см. Тем самым исключим из рассмотрения нелинейные эффекты сильного поля. Для каналов длиной $\sim 300-500$ мкм при концентрации легирования $N_d \approx 10^{14}$ см$^{-3}$ данным требованиям удовлетворяют импульсы амплитудой от единиц А/см^2 (для $t_и \sim 10$ мкс) и сотен А/см^2 (для $t_и \sim 100$ нс) до единиц кА/см^2, что соответствует условиям проведения экспериментов в [6–8, 10].

При выполнении указанных условий доминирующим механизмом инжекционной модуляции канала является амбиполярный дрейф квазинейтральной плазмы [9, 13]. Пренебрегая для времен $t_0 < t < t_и$ диффузией плазмы и тепла и полагая $p\ (x,\ t) \gg N_d$, опишем самосогласованные процессы дрейфа плазмы, адиабатического нагрева канала и баланса генерации—рекомбинации следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -v_d\,(J,\ p)\,\frac{\partial p}{\partial x} + G\,(T) - R\,(p), \tag{1}$$

$$\rho c\,\frac{\partial T}{\partial t} = J \cdot \mathcal{E}\,(p,\ T,\ J). \tag{2}$$

Взаимосвязь уравнений (1) и (2) осуществляется через зависимости

$$G(T)=\frac{n_i(T)}{\tau_G}=\frac{\sqrt{N_{C0}N_{V0}}}{\tau_G}\cdot\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}e^{-E_g/2kT}, \tag{3}$$

$$R(p)=\frac{p}{\tau_R}, \tag{4}$$

$$v_d\cong\frac{bN_dJ}{q(b+1)^2p^2}, \tag{5}$$

$$\mathscr{E}=\frac{J}{\sigma(p,\ T)}=J\left[q(b+1)p\mu_{p0}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{-\beta}\right]^{-1}. \tag{6}$$

Здесь G и R — скорости межзонной генерации и рекомбинации в приближении модели Шокли—Рида; ρ и c — плотность и удельная теплоемкость кремния; $v_d(J,p)$ — скорость амбиполярного дрейфа; $\sigma(p, T)$ — локальная проводимость плазмы; T_0 — начальная температура; N_{C0} и N_{V0} — эффективные плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны при температуре $T=T_0$; E_g — ширина запрещенной зоны. Временны́е константы генерации τ_G и рекомбинации τ_R будем считать равными друг другу и времени жизни неравновесных носителей при высоком уровне инжекции τ_h. Принято также, что температурные зависимости подвижностей электронов и дырок одинаковы (что оправдано для кремния [9]) и имеют вид μ_n, $\mu_p=\mu_{n_0}$, $\mu_{p_0}(T/T_0)^{-\beta}$ во всем интересующем диапазоне температур 300 . . . 1000 K; $b=\mu_{n_0}/\mu_{p_0}=\mathrm{const}$.

Начальные условия соответствуют однородной температуре и практическому отсутствию избыточной плазмы в канале

$$T(x,\ t=0)=T_0=\mathrm{const}, \tag{7}$$

$$p(x>0,\ t=0)=0. \tag{8}$$

Граничное условие для уравнения (1) со стороны анода обосновывалось в ряде работ [8, 9, 13]

$$p(x\to 0)\to\infty. \tag{9}$$

Точного аналитического решения поставленная задача не имеет, но она может быть значительно упрощена на основе следующих соображений. Как следует из простых оценок, тепло за время $t_и$ не успевает выводиться из системы. Поэтому в ней не достигается тепловое равновесие, в течение импульса происходит постоянное усиление термических эффектов. Однако исходное значение скорости генерации плазмы при типичном $\tau_G\sim 10$ мкс ничтожно мало́ $G_0\approx 10^9$ см$^{-3}$/мкс, только при температуре ~500—600 K оно может стать заметным на фоне инжекционного процесса (10^{16} см$^{-3}$/мкс). Таким образом, для каждого сечения токового канала, как и для системы в целом, всегда существует этап предварительного разогрева и чисто инжекционной модуляции проводимости.

Для дрейфового механизма инжекции, как следует из [8, 9, 13], характерна сильная неоднородность концентрации плазмы вдоль канала с выраженным минимумом у катода (рис. 1). Здесь максимальны электрическое поле $\mathscr{E}$ и мощность джоулевых потерь, так что в нашем случае максимумы температуры и скорости ее роста также расположены в сечении $x=w$.

В некоторый момент времени t_* в плоскости максимального разогрева $x=w$ достигается такая температура T_*, что скорость термогенерации G начинает преобладать над скоростью дрейфового накопления плазмы $V=-v_d(\partial p/\partial x)$. Так как температура канала при фиксированных t монотонно уменьшается от катода к аноду (от $x=w$ к $x=0$), но для любого фиксированного x продолжает нарастать во времени, то условие $G=V$ последовательно выполняется в движущейся плоскости $x=\xi(t)$ (рис. 1).

В области предварительного разогрева $\mathscr{V}$ $(0<x<\xi(t))$ всюду, за исключением, быть может, ближайшей к плоскости ξ окрестности, имеет место неравенство $p\gg n_i(T)$, так что здесь выполняется условие $V>R\gg G$.

За фронтом движения $\xi(t)$ в области преобладания термогенерации $\mathscr{G}$ $(x>\xi(t))$ температура T, а с ней и $G(T)$ продолжают нарастать. Поэтому баланс между G и R быстро меняется в пользу генерации, так что в $\mathcal{G}$ за пределом некоторого переходного слоя $\Delta x \sim \delta$ выполняется неравенство $p < n_i(T)$. При этом $p(t)$ также растет. В слое δ из-за смены знака grad p меняется и знак V. В дальнейшем при совместном увеличении $|\,\mathrm{grad}\, p\,| \sim p$ и снижении $v_d \sim p^{-2}$ значение $|V|$ уменьшается как p^{-1}. В итоге, если $\delta \ll w$, то на большей части области $\mathcal{G}$ выполняется соотношение $G > R \gg |V|$.

Из-за роста локальной проводимости

$$\sigma \sim T^{\frac{3}{2}-\beta} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

в области $\mathcal{G}$ происходит уменьшение локального поля $\mathcal{E}$ по мере удаления от ξ в глубь $\mathcal{G}$. Таким образом, за фронтом ξ мощность джоулевых потерь снижается и температура после быстрого подъема приобретает тенденцию к насыщению.

Коллективное движение профилей концентрации и температуры (рис. 1), возникающее в результате самосогласованных инжекционного, теплового и термогенерационного процессов, можно рассматривать как нелинейную волну термогенерационного пробоя. Мгновенное положение фронта этой волны $\xi(t)$ следует определить из условия смены механизма накопления плазмы — перехода от дрейфовой инжекции к термогенерации в высокотемпературной части области $\mathcal{V}$

$$-v_d \frac{\partial p}{\partial x}\bigg|_{x=\xi(t)} = \frac{n_i(T)}{\tau_h}\bigg|_{x=\xi(t)}. \tag{10}$$

На границе $x=\xi(t)$ при этом должны выполняться условия непрерывности для концентрации $p(\xi-0)=p(\xi+0)$ и температуры $T(\xi-0)=T(\xi+0)$.

Проведенный качественный анализ позволяет выделить этапы предварительного и самосогласованного с термогенерацией разогрева системы и расчленить исходную задачу на раздельное описание зоны дрейфовой инжекции и зоны термогенерации в приближении резкой границы между ними.

2. Движение профилей концентрации плазмы и температуры

В соответствии с анализом в разделе 1 для области $\mathcal{V}$ имеем усеченное уравнение амбиполярного дрейфа

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -v_d(p, J)\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{p}{\tau_h}. \tag{11}$$

Здесь содержится параметр τ_h, который в принципе зависит от температуры. Легко видеть, однако, что вклад рекомбинации существен только в областях с высокой концентрацией, остающихся при протекании тока относительно холодными. Поэтому значение τ_h в интересующем нас интервале времени можно считать постоянным, а уравнение (11) можно классифицировать как квазилинейное и не зависящее от (2). Его решение при условиях (8), (9) имеет вид [14]

$$p(x, t) = p_{w\infty} \cdot \eta^{-1/2}\left(1 - e^{-2t/\tau_h}\right)^{1/2}, \tag{12}$$

где

$$\eta = \frac{x}{w}; \qquad p_{w\infty} = \frac{1}{b+1}\sqrt{\frac{bN_d J \tau_h}{2qw}}.$$

Решение температурного уравнения (2) после подстановки в него выражения (12) находится прямым интегрированием

$$\Theta(x, t) = \left[1 - \eta^{1/2}\frac{\Psi(t)}{\Psi(\tau_1)}\right]^{\frac{1}{1-\beta}}, \tag{13}$$

где

$$\Theta(x, t) = \frac{T(x, t)}{T_0}; \qquad \Psi(t) = \mathrm{arch}\, e^{t/\tau_h}.$$

Здесь $\tau_1 = \tau_h \ln \mathrm{ch}\,(J/J')^{-3/2}$ — время «обострения» процесса локализации тепла у катода. Отношение J/J', где

$$J' = \left(\frac{\rho c \mu_{p_0} T_0 \sqrt{bqN_d}}{(\beta - 1) \sqrt{2\tau_h w}} \right)^{2/3}$$

характеризует интенсивность ввода тепла в систему на этапе предварительного разогрева. В случае достаточно быстрого разогрева, когда $t < \tau_1 \ll \tau_h (J > 2—3J')$, инжекционный и тепловой процессы теряют зависимость от τ_h

$$p(x, t) = \frac{1}{b+1} \sqrt{\frac{bN_d J}{q}} \sqrt{\frac{t}{w \cdot \eta}}; \qquad \Theta(x, t) = \left[1 - \sqrt{\frac{t}{\tau_1}} \sqrt{\eta}\right]^{\frac{1}{1-\beta}}, \tag{14}$$

где

$$\tau_1 = \frac{(\rho c \mu_{p_0} T_0)^2 bqN_d}{4(\beta - 1)^2 J^3 w}.$$

Если, напротив, $\tau_h \ll t < \tau_1 (J < J'/2—3)$, то скорость разогрева относительно мала и имеет место приближение

$$p(x, t) = p_{w_\infty} \cdot \eta^{-1/2}; \qquad \Theta(x, t) = \left[1 - \frac{t}{\tau_1} \cdot \eta^{1/2}\right]^{\frac{1}{1-\beta}}, \tag{15}$$

где

$$\tau_1 = \frac{\rho c \mu_{p_0} T_0 \sqrt{bqN_d}}{(\beta - 1) \sqrt{2J^3 w}}.$$

Выражения (12)—(15) описывают поведение профилей $p(x, t)$ и $T(x, t)$ на всей длине токового канала $0 < x < w$ при $t \leqslant t_*$, а для времен $t > t_*$ они справедливы только в пространстве $0 < x \leqslant \xi(t)$.

Используя условие (10), а также (12) и (13), получаем трансцендентное уравнение, позволяющее вычислять значение температуры $T_\xi(x) = T_0 \cdot \Theta_\xi(x)$ на границе между областями $\mathscr{V}$ и $\mathscr{G}$ в зависимости от координаты этой границы $x = \xi(t)$

$$\frac{\varepsilon}{\Theta_\xi} - \frac{3}{2} \ln \Theta_\xi - \ln \left(\frac{N_\varepsilon}{p_{w_\infty}} \right) = \frac{1}{2} \ln \{\eta [1 - \mathrm{ch}^{-2} (\eta^{-1/2} \Psi(\tau_1)(1 - \Theta_\xi^{1-\beta}))]\}, \tag{16}$$

где $\varepsilon = E_g/(2kT_0)$, $N_\varepsilon = \sqrt{N_{C0} \cdot N_{V0}}$.

Момент времени $t = t_\xi$, когда фронт термогенерационной волны ξ достигает некоторого выбранного сечения x, может быть определен из (13) при уже известной температуре $T_\xi(x)$

$$t_\xi(x, \Theta_\xi) = \tau_h \ln \mathrm{ch} [(1 - \Theta_\xi^{1-\beta}) \eta^{-1/2} \Psi(\tau_1)]. \tag{17}$$

В случае слабого влияния рекомбинации, когда $t_\xi < \tau_1 \ll \tau_h$, температура на движущемся фронте ξ оказывается постоянной, не зависящей от координаты x, величиной, равной своему граничному значению $T_\xi(x) = T_\xi(x = w) = T_*$ [11]. Заметим, что для сечений $1/4 < \eta < 1$ температура T_ξ крайне слабо зависит от x при любом соотношении между τ_1 и τ_h. Поэтому в дальнейшем для описания процессов в области $\mathscr{G}$ мы будем использовать однородное начальное условие по температуре

$$\Theta_\xi(x) = \Theta_\xi(x = w) = \Theta_* = \mathrm{const}. \tag{18}$$

Начальная концентрация для каждого сечения x в области $\mathscr{G}$, очевидно, определяется количеством плазмы, накопленным в этом сечении к моменту его захвата термогенерационной волной,

$$p_\xi(x) = p_{w_\infty} \cdot \eta^{-1/2} (1 - e^{-2t_\xi/\tau_h})^{1/2} \approx p_{w_\infty} \eta^{-1/2} (1 - e^{-2t_*/\tau_h})^{1/2}. \tag{19}$$

В приближении (18) закон движения фронта $\xi(t)$ может быть записан в явном виде

$$\xi(t) = w \left[(1 - \Theta_*^{1-\beta}) \frac{\Psi(\tau_1)}{\Psi(t)}\right]^2 = w \frac{\Psi(t_*)}{\Psi(t)} \approx \frac{wt_*}{t} \bigg|_{t < \tau_1 \ll \tau_h} \approx w \left(\frac{t_*}{t}\right)^2 \bigg|_{\tau_h \ll t < \tau_1}. \tag{20}$$

Пренебрегая амбиполярным дрейфом плазмы, опишем область системой уравнений

$$\frac{dp}{dt}=\frac{N_\varepsilon}{\tau_h}\,\Theta^{3/2-\beta}e^{-\varepsilon/\Theta}-\frac{p}{\tau_h},$$

$$\frac{d\Theta}{dt}=\frac{J^2\Theta^\beta}{c\rho T_0\,(b+1)\,\mu_{\rho_0}p}. \tag{21}$$

С целью нахождения решений сделаем в (21) замену переменной $p=1/y$ и разделим полученные выражения друг на друга. В результате находим дифференциальную связь между концентрацией и температурой

$$\frac{d\left(\frac{1}{p}\right)}{d\Theta}=-\frac{\tau_2}{\tau_h}\,\Theta^{3/2-\beta}e^{-\varepsilon/\Theta}\cdot\frac{1}{p}+\frac{\tau_2}{\tau_h N_\varepsilon}\,\Theta^{-\beta};$$

$$\tau_2=N_\varepsilon c\rho T_0 q\,(b+1)\,\mu_{p_0}J^{-2}. \tag{22}$$

Используя начальное условие (19), запишем решение (22) в виде

$$p(x,\ \Theta)=\frac{p_\xi(x)\cdot F_1(\Theta,\ \Theta_*)}{1+\dfrac{\tau_2}{\tau_h}\dfrac{p_\xi(x)}{N_\varepsilon}\cdot F_2(\Theta,\ \Theta_*)},$$

$$F_1(\Theta,\ \Theta_*)=\exp\left[\frac{\tau_2}{\tau_h}\int\limits_{\Theta_*}^{\Theta}\Theta^{3/2-\beta}e^{-\varepsilon/\Theta}\,d\Theta\right],$$

где

$$F_2(\Theta,\ \Theta_*)=\int\limits_{\Theta_*}^{\Theta}\Theta^{-\beta}F_1(\Theta,\ \Theta_*)\,d\Theta. \tag{23}$$

Подставляя зависимость $p\,(x,\Theta)$ в дифференциальное уравнение для температуры и решая его с учетом (18), получаем динамическое распределение температуры в виде обратной функции

$$t-t_\xi(x)=\tau_h\ln\left[1+\frac{\tau_2}{\tau_h}\,\frac{p_\xi(x)}{N_\varepsilon}\,F_2(\Theta,\ \Theta_*)\right]. \tag{24}$$

Выражения (23) и (24) параметрически описывают эволюцию профиля концентрации в области $\mathscr{G}$.

Если $t-t_\xi\ll\tau_h$, то найденные решения (23), (24) принимают вид [11]

$$p(x,\ \Theta)=p'_\xi(x)\cdot F_1(\Theta,\ \Theta_*), \tag{25}$$

$$t-t_*\cdot\frac{w}{x}=\tau_2\,\frac{p'_\xi(x)}{N_\varepsilon}\,F_2(\Theta,\ \Theta_*), \tag{26}$$

где

$$p'_\xi(x)=\frac{1}{(b+1)\,x}\sqrt{\frac{bN_dJwt_*}{q}}.$$

Необходимо заметить, что относительный вклад термогенерации плазмы в концентрационную модуляцию проводимости токового канала определяется в каждый момент времени пространством, занятым термогенерационной волной. В этой связи удобно ввести время полупробега границей $\xi\,(t)$ всего инжекционного канала w

$$\tau_{1/2}=t_\xi\left(x=\frac{w}{2}\right)-t_*, \tag{27}$$

которое характеризует «плавность» включения механизма термогенерационного пробоя в масштабе времени наблюдения $t_н$. В случае слабой рекомбинации время полупробега равно значению t_* (см. (26)).

3. Динамика $\mathcal{E}(x, t)$ и зоны локализации тепловыделения

Динамическое распределение электрического поля может быть рассчитано по полученным выражениям для концентрации и температуры. Для области $\mathcal{V}$, используя (12) и (13), имеем

$$\mathcal{E}(x,\ t) = \frac{J}{\sigma(x,\ t)} = \mathcal{E}_{w\infty}\cdot\eta^{1/2}\cdot(1-e^{-2t/\tau_h})^{-1/2}\left[1-\eta^{1/2}\frac{\Psi(t)}{\Psi(\tau_1)}\right]^{\frac{\beta}{1-\beta}}, \tag{28}$$

где

$$\mathcal{E}_{w\infty} = \frac{1}{\mu_{p_0}}\sqrt{\frac{2Jw}{bqN_d\tau_h}}.$$

В области $\mathcal{G}$ электрическое поле может быть выражено как функция температуры в отдельных сечениях токового канала

$$\mathcal{E}(x,\ \Theta) = \frac{J}{\sigma} = \frac{c\rho T_0}{J}\,\frac{1+\frac{\tau_2}{\tau_h}\frac{p_\xi(x)}{N_\varepsilon}F_2(\Theta,\ \Theta_*)}{\tau_2\cdot\frac{p_\xi(x)}{N_\varepsilon}\Theta^{-\beta}\cdot F_1(\Theta,\ \Theta_*)}. \tag{29}$$

При этом оно параметрически связано с временем через найденную ранее зависимость $t(x,\ \Theta)$ (24).

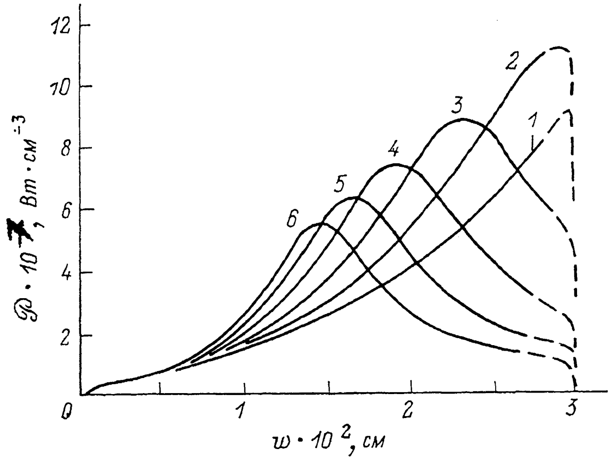

Рис. 2. Зарождение и распространение зоны преимущественного тепловыделения. $N_d=10^{14}$ см$^{-3}$, $w=3\cdot10^{-2}$ см, $\tau_h=25$ мкс$=$const, $T_0=300$ K, $J=8\cdot10^3$ А/см^2; t, мкс: 1 — 9, 2 — 12, 3 — 15, 4 — 18, 5 — 21, 6 — 24.

Динамическое распределение плотности мощности тепловых потерь повторяет профиль электрического поля

$$\mathcal{P}(x,\ t) = \mathcal{E}(x,\ t)\cdot J. \tag{30}$$

При выполнении расчетов вследствие отсутствия в литературе надежных экспериментальных данных о поведении $\tau_h(T)$ и μ_n, $\mu_p(T)$ в высокотемпературной области ($T > 500$ K) мы использовали приближение $\tau_h(T)=$const, а значение степенного показателя β в температурных зависимостях подвижностей (см. (6)) приняли равным $\beta=2.5$.

На рис. 2 рассчитаны профили $\mathcal{P}(x)$ для нескольких моментов времени. Ранее в [9] мы указали на явление динамической локализации джоулевых потерь вблизи катода за счет положительной обратной связи между $\mathcal{P}$ и T. Теперь вследствие развития термогенерации плазмы (и соответствующего увеличения проводимости) в области $\mathcal{G}$ на профиле $\mathcal{P}(x)$ формируются плавный максимум и участок спада. Зона локализации при этом перемещается от катода к аноду.

4. Условие критической перегрузки с учетом термогенерации

На рис. 3 приведены результаты расчета $p\ (t)$ и $T\ (t)$ в плоскости максимального перегрева $x=w$. Быстрый рост температуры в начале процесса (кривая *1*) объясняется малой начальной проводимостью канала. С развитием процесса дрейфовой инжекции в интервале времени

$$\tau_{\text{др}} \sim \frac{w}{v_d\ (p=N_d)}$$

темп роста T уменьшается. На следующем этапе при временах, соизмеримых с τ_1, подъем температуры снова ускоряется, что можно объяснить замедлением скорости дрейфа по мере достижения высокого уровня инжекции, а также температурным падением подвижностей носителей и установлением положительной обратной связи между T и $\mathscr{E}$.

После включения термогенерации ($t_*=5$ мкс) с задержкой порядка τ_G^{Γ} происходит быстрое увеличение концентрации (кривая *2*) и, как следствие, зависимость $T\ (t)$ переходит на стадию насыщения. При относительном постоянстве T концентрация плазмы $p\ (t)$ растет линейно, но на несколько микросекунд отстает от

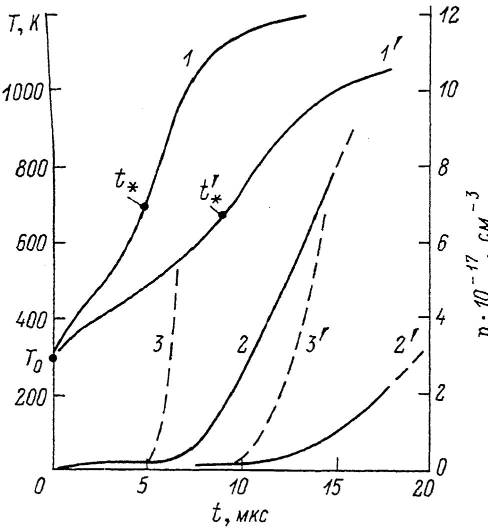

Рис. 3. Временные зависимости температуры $T\ (t)$ (*1*, *1'*), концентрации $p\ (t)$ (*2*, *2'*) и равновесной концентрации $n_i\ (T)$ (*3*, *3'*) в сечении $x=w$.

J, кА/см²: *1—3* — 10, *1'—3'* — 8. Остальные исходные данные те же, что и к рис. 2.

равновесных значений $n_i\ (T)$ (кривая *3*). При снижении амплитуды тока эффекты перегрева при том же качестве выражены слабее (кривые *1'—3'*).

Задавая температуру термомеханической деструкции $T_{\text{кр}}$ для плоскости максимального перегрева $x=w$, можно получить из выражения (24) предельную длительность греющего импульса тока

$$t_{\text{и}}^{\text{кр}} = t_* + \tau_h \ln \left[1 + \frac{\tau_2}{\tau_h} \frac{p_\xi\ (w)}{N_{\text{в}}} F_2(\Theta,\ \Theta_*)\right]. \tag{31}$$

Данное условие, очевидно, тем сильнее отличается от полученного в работе [9], чем больше отличается $T_{\text{кр}}$ от температуры начала термогенерации T_*. Например, при $T_{\text{кр}}=1100$ K для режима $J=8$ кА/см² критическая длительность $t_{\text{и}}^{\text{кр}}$ без учета термогенерации близка к значению $\tau_1 \sim 10$ мкс. Из рис. 3 видно, что с учетом термогенерации плазмы длительность $t_{\text{и}}^{\text{кр}}$ почти удваивается.

5. Переходные характеристики $U(t)$

Падение напряжения на областях $\mathscr{V}$ и $\mathscr{G}$ рассчитывается путем интегрирования распределений электрического поля. Для области $\mathscr{V}$ получаем из (28) явное выражение

$$U_{\mathscr{V}}(t) = -\int_0^{\xi(t)} \mathscr{E} dx = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{J\xi^3}}{\mu_{p_0}\sqrt{bqN_d}} \sqrt{\frac{2}{\tau_h\left(1-e^{-2t/\tau_h}\right)}} \cdot \Phi\ (t), \tag{32}$$

где

$$\Phi\ (t) = \frac{6\ (\beta-1)}{(1-\varkappa)^3} \left\{\varkappa^{1/(1-\beta)}\left[\frac{1}{2} + \frac{\varkappa}{\beta-2} - \frac{\varkappa^2}{2\ (2\beta-3)}\right] - \frac{(\beta-1)^2}{(\beta-2)\ (2\beta-3)}\right\}.$$

При $t \leqslant t_*$

$$\varkappa(t) = 1 - \frac{\psi(t)}{\psi(\tau_1)}; \qquad \xi = w,$$

а при $t > t_*$

$$\varkappa(t) = 1 - \frac{\xi}{w}\frac{\psi(t)}{\psi(\tau_1)}; \qquad \xi = \xi(t).$$

Падение напряжения на области $\mathcal{G}$ может быть найдено в параметрическом виде

$$U_G = -\int\limits_{\xi(t)}^{w} \mathcal{E} dx = -\frac{\rho c}{J}\int\limits_{\xi(t)}^{w}\frac{dx}{dt/d\Theta} = -\frac{\rho c}{J}\int\limits_{\Theta_*}^{\Theta_w}\frac{d\Theta}{dt/dx}. \tag{33}$$

При этом связь верхнего предела интегрирования — параметра прогонки Θ_w с текущим временем t определяется из (24) как $t = t(x = w,\ \Theta = \Theta_w)$. В случае $t - t_\xi \ll \tau_h$ последняя формула имеет вид простой квадратуры

$$U_G(t) = \frac{c\rho w t_* T_0}{t^2 \cdot J}\int\limits_{\Theta_*}^{\Theta}\left[1 + \frac{\tau_2}{t_*}\frac{p'_\xi(w)}{N_\varepsilon}F_2(\Theta,\ \Theta_*)\right]d\Theta. \tag{34}$$

На рис. 4 представлены расчетные временны́е зависимости напряжения для каждой из областей, а также полная переходная характеристика $U(t) \simeq U_V + U_G$. На этапе предварительного разогрева вначале происходит спад $U(t)$, типичный для изотермического инжекционного процесса [13], затем напряжение начинает расти, что объясняется снижением подвижности носителей при перегреве [9].

После начала термогенерации размер области $\mathcal{V}$ и напряжение на ней быстро уменьшаются (кривая *2*). Составляющая U_G, напротив, быстро растет в первые моменты зарождения области $\mathcal{G}$ из-за ее быстрого расширения. Затем после замедления движения границы $\xi(t)$ (20) фактически для времен $\sim\tau_{1/2}$ после увеличения концентрации плазмы в $\mathcal{G}$ на 1—1.5 порядок и ограничения дальнейшего роста температуры

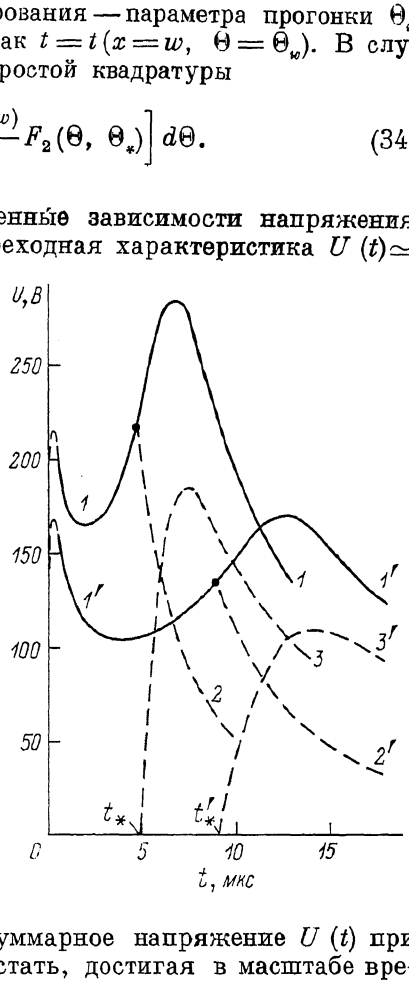

Рис. 4. Переходные зависимости напряжения $U(t)$ (*1*, *1'*) и его составляющих на областях $\mathcal{V}$ (*2*, *2'*) и $\mathcal{G}$ (*3*, *3'*).

Остальные исходные данные те же, что и к рис. 2; *1*—*3*, *1'*—*3'* — то же, что и на рис. 3.

наступает быстрый спад $U_G(t)$ (кривая *3*). Суммарное напряжение $U(t)$ при $t > t_*$ еще некоторое время продолжает нарастать, достигая в масштабе времени $\tau_{1/2} \approx t_*$ плавного максимума.

Формирование этого максимума с последующим прогибом кривой $U(t)$ книзу (как t^{-1}—t^{-2}) является, видимо, характерным внешним признаком начала термогенерационного пробоя. Интересно, что именно такой вид имеют экспериментальные характеристики реверсивно включаемых динисторов [6] при коммутации импульсов тока амплитудой около 300 кА (J=5—10 кА/см^2) и длительностью 25—50 мкс. Причем интервал времени с типичным прогибом U в ряде случаев занимает больше половины всего коммутационного периода. Приведенные результаты согласуются с оценкой по условию критической перегрузки (31), если задать $T_{кр} \approx 1100$—1200 К. Следует помнить, однако, что справедливость критерия (31) ограничена приближением строгой однородности токораспределения по сечению канала и применительно к приборам большой площади [5-7] может нарушаться при длительности импульсов $t_в \geqslant t_* + \tau_{1/2} \approx 2\tau_{1/2}$ из-за поперечной неустойчивости тока в канале [10].

В заключение авторы благодарят И. В. Грехова, А. А. Лебедева, А. С. Кюрегяна за обсуждение результатов работы, а также К. Д. Цэндина и Б. С. Кернера за плодотворные дискуссии.

Список литературы

[1] *Алферов Ж. И., Уваров А. И.* // Электричество. 1964. № 5. С. 46—49.
[2] *Бараненков А. И., Осипов В. В.* // Микроэлектроника. 1972. Т. 1. № 1. С. 63—68.
[3] *Кернер Б. С., Осипов В. В.* // Микроэлектроника. 1974. Т. 3. № 1. С. 9—22.
[4] *Грехов И. В., Отблеск А. Е.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 9. С. 1787—1792.
[5] *Грехов И. В., Горбатюк А. В., Костина Л. С.* и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 9. С. 1822—1826.
[6] *Грехов И. В., Коротков С. В., Яковчук Н. С.* // Электротехника. 1986. № 3. С. 44—46.
[7] *Тучкевич В. М., Грехов И. В.* Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Вестн. АН СССР. 1987. № 4. С. 18—27.
[8] *Ефанов В. М., Кардо-Сысоев А. Ф., Смирнова И. А.* // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 4. С. 620—625.
[9] *Горбатюк А. В., Панайотти И. Е.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 5. С. 129—135.
[10] *Горбатюк А. В., Линийчук И. А., Свирин А. С.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 6. С. 42—45.
[11] *Горбатюк А. В., Панайотти И. Е.* Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. № 1171. Л., 1987. 17 с.
[12] *Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
[13] *Gorbatyuk A. V., Grekhov I. V., Nalivkin A. V.* // Sol. St. Electron. 1988. Vol. 31. N 10. P. 1483—1491.
[14] *Камке Э.* Справочник по дифференциальным уравнениям в частных производных первого порядка. М.: Наука, 1966. 260 с.

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

Поступило в Редакцию
3 июля 1990 г.