01;06.2

Пространственная динамика эффектов тепловой перегрузки кремниевых диодов и динисторов

© А.В. Горбатюк, И.Е. Панайотти

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 7 июня 2006 г.

Предложена модифицированная модель инжекционных и тепловых процессов для описания пространственной динамики эффектов импульсной токовой перегрузки сверхмощных кремниевых переключателей. В численном анализе демонстрируется необычный эффект динамического истощения концентраций плазмы в узком слое инжекционного канала с аномально высоким электрическим полем и тепловыделением. Он обнаруживается при увеличении плотности тока выше единиц $\mathrm{kA/cm^2}$ и ассоциируется с появлением температурных градиентов $\sim 5 \cdot 10^4\,\mathrm{K/cm}$. Момент реализации абсолютного минимума концентрации совпадает с появлением резкого пика на переходной характеристике напряжения, являющегося наблюдаемым предвестником необратимого теплового пробоя.

PACS: 44.10.+i, 85.30.-z

Известно, что тепловой пробой полупроводниковых переключателей при разогреве импульсами тока является одним из факторов, фундаментально ограничивающих их предельные показатели. Особый интерес к этому явлению возникает в связи с перспективами освоения новых принципов генерации сверхмощных импульсов тока полупроводниковыми приборами [1,2], в частности на основе реверсивно-включаемых динисторов (РВД) — кремниевых переключателей гигаваттной мощности [3,4]. Физические режимы работы этих приборов вплотную приближаются к порогу теплового пробоя. Однако из-за высокой сложности вовлекаемых в пробой явлений до настоящего времени не выработаны надежные критерии их эксплуатации.

Действительно, для картины импульсной перегрузки в субмиллисекундном диапазоне при плотности тока $J \sim 5{-}10\,\mathrm{kA/cm^2}$ характерен постепенный переход от температур $T \sim 300\,\mathrm{K}$ к стадии резкого температурного обострения с $T \sim 700{-}800\,\mathrm{K}$. Ее адекватное описание требует аккуратного учета целого комплекса температурно-зависимых транспортных и рекомбинационно-генерационных эффектов: диффузии и дрейфа носителей заряда в условиях как решеточного, так и электронно-дырочного рассеяния; объемной рекомбинации Шокли–Рида и Оже; ограничения инжекции эмиттерами; локальных [5] и коллективных [6] температурно-градиентных эффектов, а также термической генерации плазмы. Очевидно, что их самосогласованное количественное описание не может быть выполнено в рамках аналитических подходов [7,8]. В это же время полномасштабное численное моделирование при существующей неопределенности в выборе теоретического базиса для задач подобного рода отнюдь не является безупречным исследовательским инструментом.

В настоящей работе предлагается модифицированная теоретическая модель неизотермической инжекции в сверхмощных кремниевых переключателях типа описанных в [1–3], допускающая достаточно простой численный анализ. Далее используется то обстоятельство, что механизмы пропускания тока в РВД [4] практически одномерны и подобны двойной инжекции электронов и дырок в PIN-диодах. С учетом квазинейтральности плазмы с концентрациями носителей $p = n$, инжектированных в базовые слои структуры с общей толщиной w, запишем одномерное нестационарное уравнение непрерывности только для дырочной компоненты:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\nabla J_p + G,$$

$$G = \frac{n_i(T) - p}{\tau_h} + (C_p + C_n)\cdot p\cdot(n_i^2 - p^2), \quad 0 \leqslant x \leqslant w. \tag{1}$$

Здесь J_p — дырочная компонента плотности тока, $n_i(T)$ — собственная концентрация, $\tau_h(T)$ — время жизни по Шокли–Риду, $C_{n,p}(T)$ — коэффициенты Оже-рекомбинации.

Электронную и дырочную компоненты плотности тока представим в виде

$$J_{p,n} = qp\tilde{\mu}_{p,n}E - q\tilde{D}_{p,n}\nabla p - qp\mathscr{D}^T_{p,n}\nabla T. \tag{2}$$

Заметим, что решеточная μ_L и электронно-дырочная μ_{pn} компоненты подвижностей часто комбинируются как $\mu_\Sigma^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_{pn}^{-1}$. При этом коэффициенты диффузии определяются через соотношения $D = kT\mu_\Sigma/q$. В данной работе используется альтернативная формулировка влияния электронно-дырочного рассеяния (ЭДР), введенная в работе [9] и хорошо апробированная при моделировании изотермических режимов:

$$\tilde{\mu}_{p,n} = \frac{\mu_{p,n}}{1+(b+1)\xi}, \quad \tilde{D}_p = \frac{D_p(1+2b\xi)}{1+(b+1)\xi}, \quad \tilde{D}_n = \frac{D_n(1+2\xi)}{1+(b+1)\xi}. \tag{3}$$

Здесь $\mu_n = \mu_{n0} \cdot (T/300)^{-\alpha_n}$ и $\mu_p = \mu_{p0} \cdot (T/300)^{-\alpha_p}$ — „стандартные“ подвижности электронов и дырок, $D_{p,n} = kT\mu_{p,n}/q$, $b = \mu_n/\mu_p$. Мера влияния ЭДР определена через соотношение между обычной μ_p и „электронно-дырочной“ подвижностью μ_{pn}:

$$\xi = \frac{\mu_p}{\mu_{pn}}, \quad \mu_{pn} = G_T \cdot (pp_0^{-1} + pp_2^{-1}(1+pp_1^{-1})^{-1})^{-1}. \tag{4}$$

Последний член в (2) представляет часть термоэлектрического тока, связанную с температурными градиентами $\mathscr{D}^T_{p,n} = dD_{p,n}/dT$ — так называемыми коэффициентами термической диффузии дырок и электронов (см., например, [10]). Характерно, что ожидаемые вклады ЭДР важны при малых T, а термической диффузии — в области высоких T, так что коэффициенты $\mathscr{D}^T_{p,n}$ в (2) могут вычисляться без учета ЭДР.

Полагая, что форма импульса полной плотности тока $J(t) = J_p + J_n$ задана внешней цепью, найдем из (2) выражение для самосогласованного поля:

$$E = \frac{J - q(\tilde{D}_n - \tilde{D}_p)\nabla p - qp(b-1)\mathscr{D}^T_p \nabla T}{qp(\tilde{\mu}_p + \tilde{\mu}_n)}. \tag{5}$$

Теперь выражение для плотности дырочного тока можно представить как

$$J_p = \frac{1}{b+1} J - qD_h \nabla p - qp\mathscr{D}^T_h \nabla T, \; D_h = \frac{2b}{b+1} D_p, \; \mathscr{D}^T_h = \frac{2b}{b+1} \mathscr{D}^T_p, \tag{6}$$

что позволяет привести уравнение (1) к форме, зависящей от ∇p и ∇T:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \left(D_h \nabla p + p\mathscr{D}^T_h \nabla T - \frac{J}{q(b+1)} \right) + G. \tag{7}$$

С учетом специфики кремния подвижности носителей в малых E задаются как $\mu_p = 470 \cdot (T/300)^{-2.2}\,\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, $\mu_n =$

$= 1414 \cdot (T/300)^{-2.4}\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$. Для параметров подвижности электронно-дырочного рассеяния в (4) используются значения из работы [9]: $G_T = G_0 \cdot (T/300)^{1.5}$, $G_0 = 1840\,\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{V}^{-1} \cdot \mathrm{s}^{-1}$, $p_0 = 3.2 \cdot 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $p_1 = 3.5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $p_2 = 4.6 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Для учета возможности снижения $\mu_{p,n}(E)$ из-за локального увеличения E применяется аппроксимация по известным формулам $\tilde{\mu}_{p,n} \to \tilde{\mu}_{p,n} \cdot [1 + (\mu_{p,n}E/v_{ps,ns})^{\beta_{p,n}}]^{-1/\beta_{p,n}}$. Температурные зависимости насыщенных скоростей дрейфа $v_{ps} = 0.84 v_{s0} \cdot (300/T)^{0.52}$, $v_{ns} = 1.07 v_{s0} \cdot (300/T)^{0.87}$, $v_{s0} = 10^7\,\mathrm{cm/s}$ и показателей $\beta_p = 1.2 \cdot (T/300)^{0.17}$, $\beta_n = 1.1 \cdot (T/300)^{0.66}$ берутся из экспериментальной работы [11]. Возникающая трансцендентность относительно поля в (5) раскрывается при построении численного решения. Заметим здесь, что дивергенция амбиполярно-дрейфовой компоненты в (2) теперь определяется существенно более сложной температурной зависимостью $b(T)$, чем имеющейся в виду в работе [6]. При этом в слоях с малыми p (и соответственно большими E) возможны дополнительные „полевые“ вклады координатной зависимости $b[p(x)]$ в локальную динамику концентраций.

Тепловую динамику диода опишем уравнением теплопереноса для $T(x,t)$:

$$c_{\mathrm{Si}} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla Q_T + JE, \qquad Q_T = \kappa_{\mathrm{Si}} \nabla T, \tag{8}$$

где c_{Si} и κ_{Si} — теплоемкость и теплопроводность кремния.

Граничные условия для (7) на краях инжекционного интервала $x = 0$ и $x = w$ вводятся через выражение (2) при заданной форме $J(t)$ в предположении, что коэффициенты инжекции анодного $\gamma_A = J_p/J$ и катодного $\gamma_K = J_n/J = (J - J_p)/J$ эмиттеров постоянны. Граничные температуры и тепловые потоки для уравнения (8) связываются через эффективные тепловые сопротивления анодного и катодного контактов: $-\nabla Q_T\big|_{x=0,w} = (T - T_0)/R_T$. Дополнительная генерация тепла в прямосмещенных эмиттерных переходах учитывается через точечные источники $\delta Q_T\big|_{x=0,w} = U_{em}J$ ($U_{em} = 0.5\,\mathrm{V}$). В качестве начальных условий для системы (7), (8) выбираются некоторые распределения $p(x, t = 0)$ и $T(x, t = 0)$, зависящие от конкретного случая.

Дополнительно используются следующие значения и температурные зависимости параметров кремния. Теплоемкость $c_{\mathrm{Si}} = 1.63\,\mathrm{J} \cdot \mathrm{K}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{-3}$, теплопроводность решетки $\kappa_{\mathrm{Si}} = (3 \cdot 10^{-2} + 1.6 \cdot 10^{-2} \cdot T + 1.7 \cdot 10^{-6} \cdot T^2)^{-1}\,\mathrm{W} \cdot \mathrm{K}^{-1} \cdot \mathrm{cm}^{-1}$. Собственная концентрация $n_i = N_{\mathrm{eff}} \cdot \exp(-E_g/2kT)$, где $N_{\mathrm{eff}} = 3 \cdot 10^{19} \cdot (T/300)^{3/2}\,\mathrm{cm}^{-3}$,

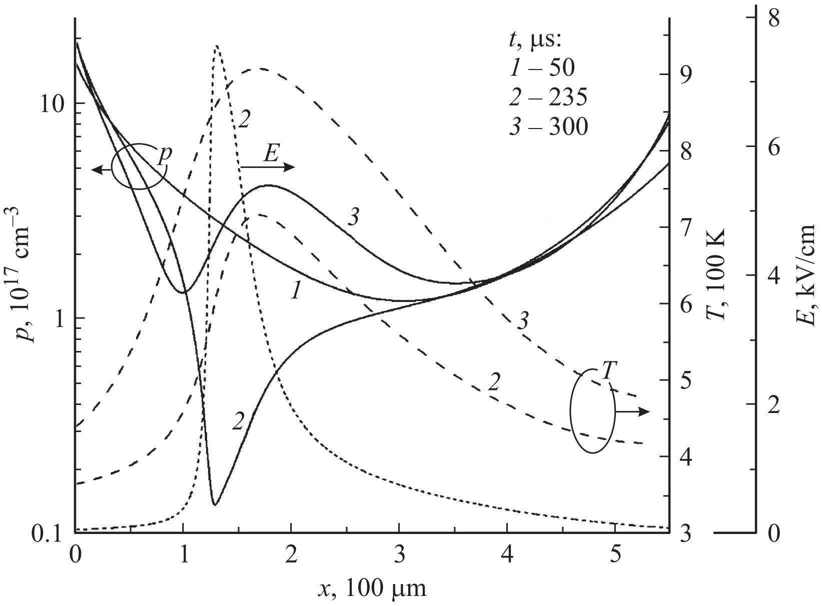

Рис. 1. Пространственные распределения концентрации $p(x)$ (сплошные линии), температуры $T(x)$ (штрихи) и поля $E(x)$ (пунктир) в указанные моменты времени.

ширина запрещенной зоны $E_g = E_{g0} - a_E T^2/(T + b_E)$, $E_{g0} = 1.16\,\text{eV}$, $a_E = 4.73 \cdot 10^{-4}\,\text{eV/K}$, $b_E = 636\,\text{K}$. Коэффициенты $C_{p,n} = C_{p0,n0}(T/300)^{0.6}$, $C_{p0} = 3 \cdot 10^{-31}\,\text{cm}^6/\text{s}$, $C_{n0} = 6 \cdot 10^{-31}\,\text{cm}^6/\text{s}$. Время жизни $\tau_h = \tau_{h0} \cdot (t/300)^{-1.5}$, где τ_{h0} — параметр конструкции. Все введенные температурные зависимости экстраполируются на область $T \to 500{-}800\,\text{K}$.

Далее иллюстрируется „квазидиодный" режим включения реверсивно-включаемого динистора [4] в условиях, близких к описанным в [2]. В расчете заданы параметры структуры $w = 550\,\mu\text{m}$, $\tau_{h0} = 10\,\mu\text{s}$, $\gamma_K = 0.8$ и $\gamma_A = 0.6$ и форма импульса тока $J(t) = J_m \cdot [1 - \exp(-t/t_0)]$ с $J_m = 5.5\,\text{kA/cm}^2$, $t_0 = 50\,\mu\text{s}$. Для учета различий теплоотвода через анодный сварной контакт к вольфрамовому термокомпенсатору и через прижимной катодный контакт введены эффективные тепловые сопротивления $R_{TA} = 0.01\,\text{cm}^2\text{K/W}$ и

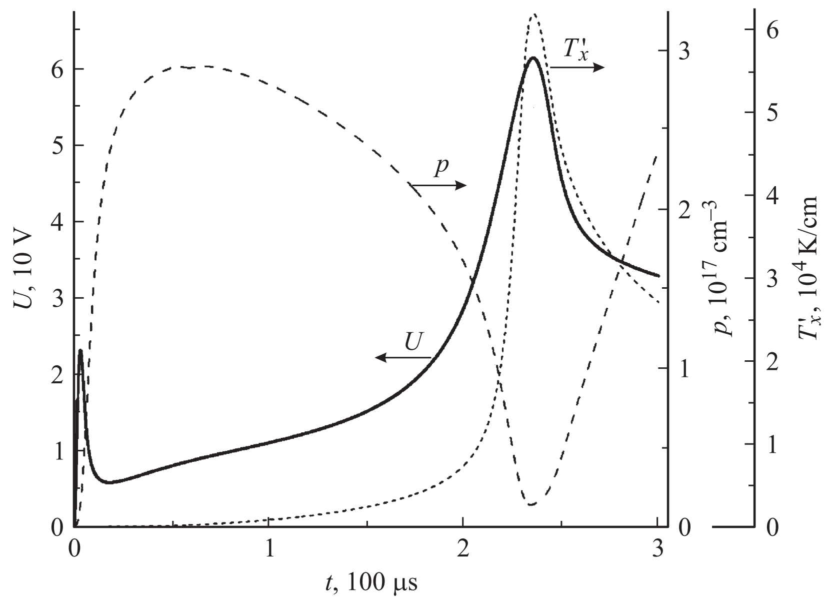

Рис. 2. Переходная характеристика напряжения $U(t)$ (жирная кривая) и временны́е развертки текущих значений концентраций $p(t)$ и градиента температуры $T_x'(t)$ в сечении $x = 128\,\mu$m, где реализуется абсолютный минимум концентрации.

$R_{TK} = 0.1\,\text{cm}^2$K/W. Результаты численного решения системы уравнений (7), (8) с начальными условиями $p_0 = 10^{14}\,\text{cm}^{-3}$ и $T_0 = 300\,$K представлены на рис. 1, 2 (анодный эмиттер расположен слева). В эволюции распределений $p(x,t)$ и $T(x,t)$ (рис. 1) выделяются несколько стадий. На ранней, почти изотермической стадии к моменту времени $t \sim 50\,\mu$s формируется типичный для двойной инжекции чашеобразный профиль $p(x)$ с минимумом $p_{\min} \sim 10^{17}\,\text{cm}^{-3}$, слегка смещенным к катоду. Однако по мере увеличения T в срединных слоях базы концентрация плазмы в минимуме начинает уменьшаться, а сам он начинает сдвигаться в сторону анода. Вслед за ним из-за избыточного разогрева начинает смещаться максимум T, и градиент температуры слева от максимума растет. Что касается пологих правых склонов профиля $T(x)$, то здесь уже для $t > 150\,\mu$s имеет место стабильный прирост концентраций. Это небычное поведение концентрационного профиля на данной стадии связано, очевидно, с комплексом термодрейфовых эффектов [6].

Дальнейшее продвижение фронта истощения замедляется по мере увеличения градиента концентраций перед фронтом. Затем, когда температура поднимается до 700 K и выше, к описанным эффектам подключается термическая генерация плазмы, и тенденция вскоре меняется в пользу накопления концентраций. Абсолютный минимум для p достигается в момент $t = 235\,\mu$s в сечении $x = 128\,\mu$m. Динамика спада $p(t)$ в этом сечении строго скоординирована по времени с резким подъемом градиента температуры до $\sim 5 \cdot 10^4$ K/cm, а также с появлением выраженного пика на переходной характеристике внешнего напряжения $U(t)$. Из рис. 1, 2 видно, что быстрый спад $U(t)$ после пика следует в результате ликвидации локального минимума, тогда как формирование прогиба кривой $U(t)$ книзу ассоциируется с началом интенсивной термической генерации плазмы на большей части базы и может рассматриваться как предвестник тепловой аварии (что и наблюдается на опыте [2]).

Вычисление и сравнение дивергенций диффузионной J_D, дрейфовой J_{dr}, и термодиффузионной J_{DT} амбиполярных составляющих дырочного тока в (7) показывает, что движение фронта истощения влево обеспечивается преобладанием отрицательных вкладов от ∇J_{dr} и ∇J_{DT} над растущим во времени положительным вкладом диффузионной составляющей ∇J_D. При выделении в ∇J_{dr} частей, связанных с зависимостями $\partial b/\partial E$ и $\partial b/\partial T$, обнаруживается, что влияние первой из них, равно как и диффузионные вклады ∇J_D, сосредоточены в узком слое $\sim 10\,\mu$m с крутым градиентом $\nabla p < 0$, тогда как влияние второй распределено на более широком интервале с $\nabla T > 0$. Таким образом, вопреки предположениям в работе [6], насыщение скоростей дрейфа в сильных полях весьма существенно для кремния в рассматриваемых условиях. Несколько неожиданно, однако, что пиковые значения вкладов $\partial b/\partial E$ в несколько раз больше, а термодиффузии — меньше, чем вклады $\partial b/\partial T$. Другая особенность состоит в том, что минимальная концентрация в сечении $x = 128\,\mu$m, уменьшаясь в интервале от $t = 50$ до $t = 235\,\mu$s более чем на порядок, остается значительно выше мгновенного значения $n_i[T(t)]$ в этой точке.

Если искусственно отключить влияние ЭДР, то минимум (примерно той же глубины и положения) реализуется намного позже, при $t \simeq 310\,\mu$s. Истощение концентраций обнаруживается также и при симметризации температурных показателей $\alpha_{p,n} \to 2.3$, однако возникающий минимум занимает позицию примерно в центре базы, он менее глубок и размыт на интервале $\sim 100\,\mu$m. При искусственном отключении зависимости $\mu(E)$ решения демонстрируют режим, в котором к моменту $t \to 210\,\mu$s значение p в минимуме устремляется к нулю, а E — к бесконечности. Заметим также, что замена выбранной выше формулы подвижности аппроксимацией вида $\mu_\Sigma^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_{pn}^{-1}$ ведет к сильным искажениям результирующей картины.

Учитывая практическую важность предсказываемых последствий, представляется необходимым их дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение.

В заключение авторы благодарят И.В. Грехова за интерес к настоящей работе.

Список литературы

[1] *Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В.* и др. // ПТЭ. 2003. Т 1. С. 53.
[2] В специальном выпуске *IEEE*. Tr. Plasma Science. 2000. V. 28. N 5. Auth.: *Savage M.E.* P. 1451–1455; *Schneider S., Podlesak T.F.* P. 1520–1523.
[3] *Горбатюк А.В., Грехов И.В., Коротков С.В.* и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 11. С. 685–688; ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 7. С. 1369–1374.
[4] *Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V.* // Solid-St. Electronics. 1988. V. 31. N 10. P. 1483–1491.
[5] *Wachutka G.K.* // IEEE Tr. Computer-Aided Design. 1990. V. 9. N 11. P. 1141–1149.
[6] *Добровольский В.Н., Павлюк С.П.* // ФТП. 1981. Т. 15. В. 1. С. 120–129.
[7] *Грехов И.В., Отблеск А.Е.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 9. С. 1787–1792.
[8] *Горбатюк А.В., Панайотти И.Е.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 5. С. 129–135; ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 6. С. 83–92.
[9] *Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Filatov N.I.* // Solid-St. Electronics. 1987. V. 30. N 6. P. 579–586.
[10] *Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Миронов А.Г.* Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 414 с.
[11] *Canali C., Majni G., Minder M., Ottaviani G.* // IEEE Tr. El. Dev. 1975. V. ED-22. P. 1045–1047.