

Высоковольтные диффузионные диоды с резким восстановлением. II. Теория

© А.С. Кюрегян

ПАО «НПО „ЭНЕРГОМОДУЛЬ“»,
109052 Москва, Россия
E-mail: semlab@yandex.ru

Поступила в Редакцию 27 декабря 2018 г.
В окончательной редакции 18 января 2019 г.
Принята к публикации 29 января 2019 г.

Получены приближенные аналитические формулы, позволяющие оценить основные параметры диффузионных диодов с резким восстановлением, при работе в качестве прерывателей тока в мощных генераторах наносекундных импульсов с промежуточным индуктивным накопителем энергии: напряжение паразитного предымпульса, характеризующее резистивные потери в диффузионных диодах с резким восстановлением, амплитуду, длительность фронта, максимальную скорость нарастания напряжения и длительность импульса, формируемого на активной нагрузке. Для сравнения приводятся аналогичные формулы для эпитаксиальных диодов с резким восстановлением, частично полученные впервые, а частично уточняющие ранние результаты.

Ключевые слова: прерыватели тока, диоды с резким восстановлением, аналитическая теория, параметры формируемых импульсов.

DOI: 10.21883/FTR.2019.07.47878.9056

1. Введение

В работе [1] были изложены результаты численного моделирования работы высоковольтных диффузионных диодов с резким восстановлением (дДРВ) в качестве прерывателей тока в мощных генераторах наносекундных импульсов с промежуточными индуктивными накопителями энергии. Однако ограниченный объем статьи [1] не позволил изложить результаты полного анализа всех взаимосвязей параметров контура, дДРВ и импульса напряжения, формируемого на нагрузке, знание которых необходимо для проектирования дДРВ и генераторов на их основе. Решению этой задачи посвящена настоящая работа, в которой получены приближенные аналитические формулы для расчета параметров импульса напряжения $U(t)$ (напряжения паразитного предымпульса U_{pp} , характеризующего резистивные потери в ДРВ, амплитуды U_M , длительности t_b фронта, длительности t_e импульса и максимальной скорости нарастания напряжения) при различных значениях основных параметров дДРВ (площади S , напряжения пробоя U_B) и контура генератора (индуктивности накопителя L_r , обрываемого тока I_b и сопротивления активной нагрузки R). Кроме этого приводятся аналогичные формулы для эпитаксиальных диодов с однородно легированными высокоомными слоями (эДРВ), частично полученные впервые, а частично уточняющие результаты работы [2].

Статья является продолжением работы [1], поэтому здесь использованы те же обозначения, а ссылки на формулы и рисунки с номерами N из работы [1] даются в формате (I.N) и Рис. I.N.

2. Расчет напряжения предымпульса U_{pp}

Падения напряжения U на приборе во время СВОП равно

$$U = \int_{-l_p}^{l_i} E(t, x) dx, \quad (1)$$

где $(-E)$ — напряженность электрического поля, удовлетворяющая уравнению Пуассона

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q}{\varepsilon} [n - p + N_a(x) - N_d(x)], \quad (2)$$

q — элементарный заряд, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, n , p , N_d и N_a — концентрации электронов, дырок, доноров и акцепторов, $l_{n,p}$ — расстояния от электродов до p - n -перехода, расположенного в плоскости $x = 0$. Строго говоря, для вычисления $U(t)$ его нужно решать совместно с нестационарными уравнениями непрерывности для n , p и уравнениями Кирхгофа для контуров накачки. Разумеется, это можно проделать только численными методами, как, например, в работе [1]. Здесь же мы используем приближенный метод, обоснованный в работах [3,4], согласно которым при расчете падения напряжения на приборе U во время СВОП можно:

— пренебречь падением напряжения в области $x_p < x < x_n$, заполненной плотной квазинейтральной плазмой;

— пренебречь током смещения и диффузионными токами в областях $-l_p < x < x_p$ и $x_n < x < l_n$, свободных от неосновных носителей заряда;

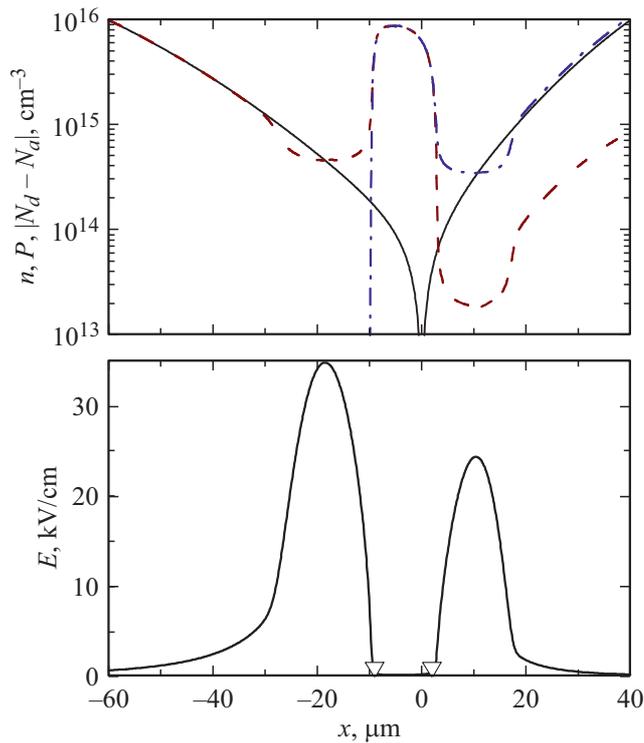


Рис. 1. Распределения легирующих примесей (тонкие линии), электронов (штрихпунктир), дырок (пунктир) и электрического поля по толщине дДРВ с $l_p = 120$ мкм во время СВОП при $J_d = 1$ кА/см² и $U = 85$ В. Символами отмечено положение диффузионных фронтов $x_p = -9$ мкм и $x_n = 2$ мкм.

– решать уравнение (2) в области $-l_p < x < x_p$ при $n = 0$ с граничным условием $E(t, x_p) = 0$, а в области $x_n < x < l_n$ при $p = 0$ с граничным условием $E(t, x_n) = 0$, полагая концентрации основных носителей заряда локальными и мгновенными функциями напряженности поля:

$$n = J_d / qv_n(E) \text{ при } x > x_n$$

и

$$p = J_d / qv_p(E) \text{ при } x < x_p, \quad (3)$$

где v_n — дрейфовые скорости, J_d — плотность тока через прибор.

Пример распределений поля и свободных носителей заряда по толщине дДРВ с профилем легирования (I.1) во время СВОП, подтверждающий правомерность этих приближений, приведен на рис. 1.

Подобная задача была решена аналитически для экспоненциальных профилей легирования в пределе слабых полей [4], когда $v_{n,p} = \mu_{n,p}E$, и в пределе сильных полей [5], когда $v_{n,p} = v_{sn,sp}$, где $v_{sn,sp}$ — насыщенные дрейфовые скорости электронов и дырок, $\mu_{n,p}$ — низкополевые подвижности. Однако для реалистичных диффузионных профилей типа (I.1) аналитическое решение все равно невозможно, поэтому целесообразно использовать

аппроксимацию

$$v_{n,p} = \mu_{n,p}E [1 + (E/E_{sn,sp})^{\beta_{n,p}}]^{-1/\beta_{n,p}}, \quad (4)$$

(здесь $E_{sn,sp} = v_{sn,sp}/\mu_{n,p}$, $\beta_{n,p} \approx 1$), так как это ничуть не усложняет численное решение уравнения (2), но позволяет получить результаты как при малых, так и при больших плотностях тока J_d .

При вычислении $U_{pp} \equiv U(T_b)$ можно использовать еще одно существенное упрощение, если параметры импульсов прямого и обратного токов согласованы с параметрами $p^+ - p - n - n^+$ -структур таким образом, что встреча границ $x_{n,p}$ происходит в момент времени $t = T_b$ в плоскости $p - n$ -перехода $x = 0$, т.е. выполняются условия (I.2). В этом случае, очевидно, граничные условия для уравнения (2) принимают особенно простой вид

$$E(T_b, 0) = 0. \quad (5)$$

Расчеты U_{pp} с использованием формул (1)–(5) были проделаны нами для кремниевых дДРВ с профилем легирования (I.1) при $l_p = 120 - 150$ мкм, напряжении пробоя $U_B = 300 - 900$ В и плотности обрываемого тока $J_{db} = 30 - 1000$ А/см². Использовались следующие значения параметров кремния, входящих в формулу (4): $E_{sn} = 7$ кВ/см, $v_{sn} = 10^7$ см/с, $E_{sp} = 18$ кВ/см, $v_{sp} = 8.5 \cdot 10^6$ см/с, $\beta_n = \beta_p = 5/4$.

Анализ результатов обнаружил удивительно простую закономерность, проиллюстрированную на рис. 2: напряжение предимпульса может быть вычислено по формуле

$$U_{pp} = U_B \left(\frac{U_B J_{db}}{E_B H_s} \right)^{6/5}, \quad (6)$$

где E_B — максимальная напряженность поля в ОПЗ при пробое, $H_s \approx 6.5$ А/см — подгоночный параметр, очень

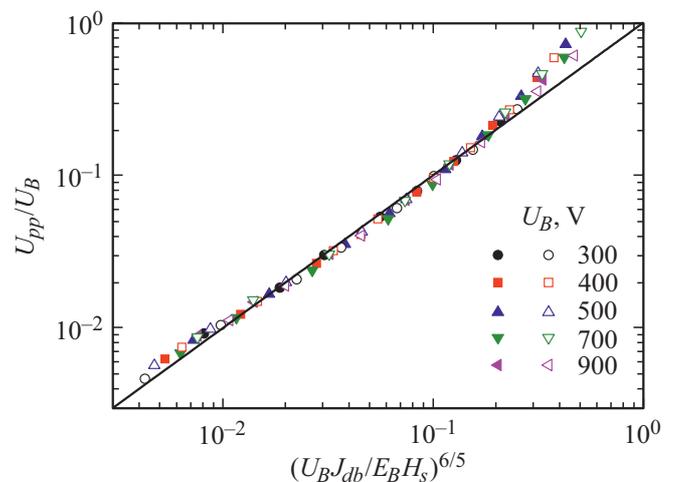


Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды предимпульса U_{pp} диффузионного ДРВ от напряжения пробоя U_B и плотности обрываемого тока J_{db} при $x_p/x_n = 1.5$ (темные символы, $H_s = 7$ А/см), $x_p/x_n = 3$ (светлые символы, $H_s = 6$ А/см) и различных напряжениях пробоя U_B $p - n$ -перехода.

слабо зависящий от отношения l_p/l_n . Погрешность этой формулы превышает 15% только при очень больших плотностях обрываемого тока, когда $U_{pp} > 0.3U_B$ и ДРВ фактически перестает нормально функционировать.

В эДРВ распределение примесей описывается соотношениями $N_a(x) = N_p h(-x)$ и $N_d(x) = N_n h(x)$, где $h(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Толщины слоев $l_{p,n}$ и концентрации $N_{p,n}$ следует выбирать так, чтобы ОПЗ смыкалась с p^+ - и n^+ -слоями при напряжении пробоя U_B [2,6–8]. Нетрудно показать, что для этого необходимо выполнение равенств

$$N_p = \frac{\varepsilon E_B^2}{2qU_B} (1 + \xi), \quad \frac{l_n}{l_p} = \frac{N_p}{N_n} = \xi. \quad (7)$$

Параметр ξ определяется условием (I.2); численное моделирование показывает, что в зависимости от режимов накачки и величины отношения μ_p/μ_n он изменяется в пределах $0 < \xi \leq \mu_p/\mu_n$.

Для случая $\xi = 0$, рассмотренного ранее в работах [9–13], можно получить аналитическую оценку величины U_{pp} , используя решение уравнения (2) при $N_a = N_p$ и $\beta = 1$, полученное в работах [14,15]. Нетрудно показать, что при $J_{db} \leq J_s \equiv qv_{sp}N_p = \varepsilon v_{sp}E_B^2/2U_B$ в этом случае

$$U_{pp} = (J_s - J_{db})^{-1} \left(2J_{db}U_B \frac{E_{sp}}{E_B} - \frac{1}{2} \varepsilon v_{sp}E_d^2 \right), \quad (8)$$

где $E_d \equiv E(T_b, d)$ — решение уравнения

$$\ln \left| 1 - \frac{J_s - J_{db}}{J_b} \frac{E_d}{E_{sp}} \right| + \frac{J_s - J_{db}}{J_{db}} \times \left[\frac{E_d}{E_{sp}} + \frac{2U_B}{\varepsilon v_{sp}E_{sp}E_B} (J_s - J_{db}) \right] = 0. \quad (9)$$

В пределе $J_{db} \rightarrow J_s$ из (8), (9) следует, что

$$E_d \rightarrow E_d^s = \sqrt{2E_{sp}E_B} \quad \text{и} \quad U_{pp} \rightarrow U_{pp}^s = \frac{4}{3} U_B \sqrt{2E_{sp}/E_B}.$$

Для кремния $U_{pp}^s > 0.4U_B$, так что вычисления U_{pp} при $J_{db} > J_s$ не имеют практического смысла. Отметим, что при $J_{db} = J_s$ электрическое поле $E(T_b, x) = E_B \sqrt{E_{sp}x/U_B}$, т.е. существенно неоднородно по толщине p -базы эДРВ. Однако при $J_{db} \ll J_s$ оно практически не зависит от x и приближенно равно $E_{sp} J_{db}/(J_s - J_{db})$ почти во всей p -базе. В этом случае из (8) получается простая формула

$$U_{pp} = 2U_B \frac{E_{sp}}{E_B} \frac{J_{db}}{J_s - J_{db}}. \quad (10)$$

Введение однородно легированного n -слоя приводит, как нетрудно показать, к увеличению как U_{pp} в $(1 + \xi^3)$ раз, так и U_B в $(1 + \xi)$ раз. Первым из этих эффектов можно пренебречь, так как даже в предельном случае $\xi = \mu_p/\mu_n$ поправка не превосходит 4% для Si и 0.2% для 4H-SiC. Для учета второго эффекта достаточно заменить

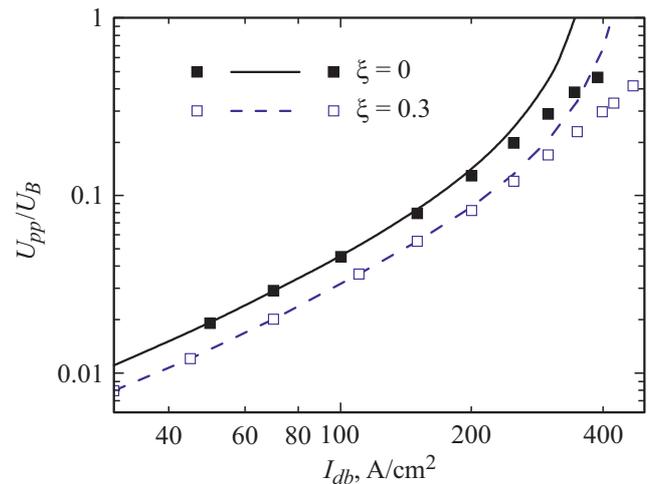


Рис. 3. Зависимости нормированной амплитуды предымпульса U_{pp} эДРВ с напряжениями пробоя $U_B = 700$ В от плотности обрываемого тока $J_{db} \leq J_s$ при двух значениях параметра ξ , рассчитанные по формулам (8), (9) (символы) и (10) (линии).

в формулах (8)–(10) U_B на $U_B/(1 + \xi)$. Примеры зависимостей U_{pp} от J_b для кремниевых эДРВ приведены на рис. 3. Как видно, простую формулу (10) можно использовать для оценки U_{pp} при $J_{db} < 0.6J_s$, когда $U_{pp} < 0.2U_B$.

3. Расчет длительностей фронта t_f , среза t_e и амплитуды U_M импульса

В работе [2] было показано, что при анализе процесса обрыва тока эпитаксиальным ДРВ можно пренебречь резистивными потерями в p - и n -слоях и считать, что напряжение на большой емкости C_r равно нулю. Эти упрощения применимы и для дДРВ, коль скоро выполнены сильные неравенства $U_{C_r}, U_{pp} \ll U_M$. В этом случае при расчете параметров импульса напряжения на нагрузке можно считать, что любой ДРВ представляет собой просто нелинейную барьерную емкость, заряд которой $Q = \varepsilon E_0 S$ связан с напряжением U соотношением

$$U = U_B (Q/Q_B)^k - \varphi_c, \quad (11)$$

где S — площадь прибора, $E_0 = E(x=0)$ — максимальная напряженность поля в ОПЗ, $Q_B = \varepsilon E_B S$, φ_c — контактная разность потенциалов. Формула (11) является точной для эДРВ при $k = 2$ и всех $U < U_b$. Для дДРВ с профилем легирования (I.1) она, строго говоря, верна только при малых напряжениях U и $k = 3/2$, когда внутри ОПЗ

$$N_d - N_a = ax, \quad (12)$$

где $a = 2N_0(l_n \lambda_n^{-2} + l_p \lambda_p^{-2})$ — градиент концентрации заряженных примесей при $x = 0$. Однако сравнение зависимостей $U(E_0)$, полученных путем точного численного решения уравнения Пуассона с профилями (I.1) и по

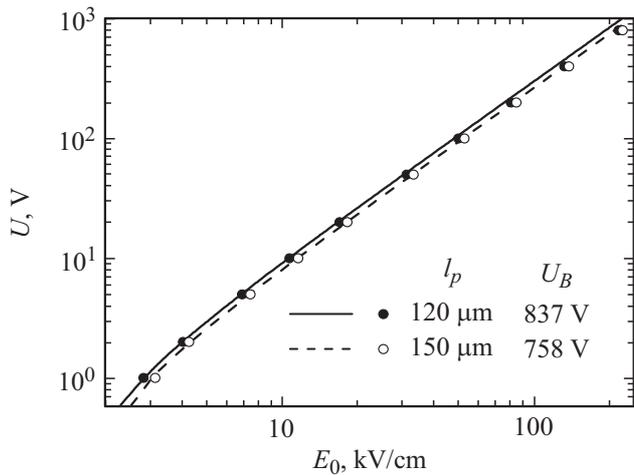


Рис. 4. Зависимости $U(E_0)$ для кремниевого ДДРВ, полученные путем точного численного решения уравнения Пуассона с профилями легирования (1.1) при $l_p = 120$ мкм (темные символы), $l_p = 150$ мкм (светлые символы) и $N_0 = 10^{14}$ см $^{-3}$. Линии — расчет по формуле (11) при $k = 3/2$ и $\varphi_c = 0.4$ В.

формуле (11), приведенных на рис. 4, показывает, что они совпадают с достаточной для практических целей точностью даже при напряжении U , превосходящем напряжение пробоя U_B . Поэтому далее мы будем использовать (11) при $\varphi_c = 0$, так как всегда $\varphi_c \ll U_{C_r}, U_{pp}$.

Процесс обрыва тока описывается системой уравнений Кирхгофа

$$L_r \frac{dI}{dt} = -U, \quad \frac{dQ}{dt} = I - \frac{U}{R} \quad (13)$$

для контура, изображенного на рис. 1.1, с начальными условиями

$$I(T_b) = I_b, \quad Q(T_b) = 0. \quad (14)$$

Приближенные аналитические решения нелинейной задачи Коши (13), (14) можно получить в ряде предельных случаев. В режиме холостого хода ($R \rightarrow \infty$) напряжение на ДРВ достигает своего максимума

$$U_M = U_B \left[\frac{k+1}{2} \left(\frac{I_b}{U_B} \sqrt{\frac{L_r}{C_B}} \right)^2 \right]^{\frac{k}{k+1}} \quad (15)$$

в момент времени $t = T_M = T_b + t_b$ и уменьшается до 0 при $t = T_b + t_0$, где $C_B = Q_B/U_B = kdQ/dU|_{U=U_B}$ — эффективная емкость ДРВ. Длительность фронта равна

$$t_b \approx 1.6 \sqrt{L_r C_B} \left(\frac{U_B}{I_b} \sqrt{\frac{C_B}{L_r}} \right)^{\frac{k-1}{k+1}}, \quad (16)$$

а длительность импульса $t_0 = 2t_b$. При $t > T_b + t_0$ решения задачи Коши (11)–(14) не имеют физического смысла, так как напряжение U на ДРВ меняет знак и начинается вторичная СПН. В режиме генератора тока ($L_r \rightarrow \infty, I = I_b$) точное решение для $k = 2$ имеет вид

$$U = RI_b \left[\text{th} \left(\frac{t - T_b}{\tau} \right) \right]^{k/c}, \quad (17)$$

при $c = 1$, где характерное время нарастания напряжения

$$\tau = RC_B \left(\frac{U_B}{RI_b} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (18)$$

Для $k = 3/2$ формула (17) верна с точностью 2% при $c = 0.83$. Наконец, в режиме короткого замыкания ($R \rightarrow 0$) ток через ДРВ dQ/dt много меньше тока через нагрузку U/R при $t > T_{UM}$, поэтому

$$I \approx U/R \approx I_b \exp[-(t - T_b)R/L_r] \quad (19)$$

до тех пор, пока $U \gg U_B$ ($C_B R^2 / k L_r$) $^{\frac{k}{k-1}}$.

В качественном отношении формулы (15)–(19) дают правильное описание процесса обрыва тока, однако для практических целей необходимо получить решение при конечных значениях параметров контура. Это можно сделать только численными методами, для применения которых систему уравнений (13) удобно представить в виде

$$\frac{dj}{d\theta} = -\rho^k, \quad \frac{d\rho}{d\theta} = j - \rho^k, \quad (20)$$

где безразмерные время θ , заряд ρ и ток j определены соотношениями

$$\theta = \frac{R}{L} (t - T_b), \quad \rho(\theta) = \frac{Q(t)}{Q_B} \left(\frac{L_r}{R^2 C_B} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

$$j(\theta) = \frac{I(t)}{I_b} j_b.$$

Выбор таких переменных сильно упрощает обработку численных результатов, так как функции $\rho(\theta), j(\theta)$ содержат всего один свободный параметр j_b , задающий

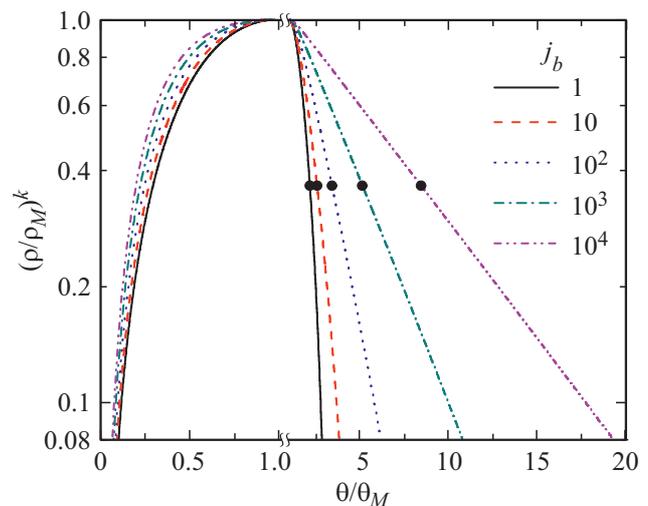


Рис. 5. Зависимости нормированного напряжения $(\rho/\rho_M)^k = U/U_M$ на ДДРВ ($k = 3/2$) и активной нагрузке R от нормированного времени $\theta/\theta_M = (t - T_b)/t_b$ при различных значениях j_b . Кружками отмечены значения $(\rho/\rho_M)^k = 1/e$ при $\theta = \theta_e$.

начальные условия процесса обрыва тока:

$$\rho(0) = 0, \quad j(0) = j_b \equiv \frac{I_b R}{U_B} \left(\frac{L_r}{R^2 C_B} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (21)$$

Примеры численного решения задачи Коши (20), (21), приведенные на рис. 5, в качественном отношении согласуются с аналитическими формулами (15)–(19). Анализ этих решений позволил найти основные параметры импульса напряжения, формируемого на нагрузке: амплитуду $U_M = U_B \rho_M^k$, длительность фронта $t_b = \theta_M L_r / R$ и длительность импульса $t_e = \theta_e L_r / R$ на уровне $U = U_M / e$. Для некоторых применений важно еще знать максимальную скорость нарастания напряжения на фронте импульса, равную

$$\max \left(\frac{dU}{dt} \right) = U_B \frac{R}{L_r} \left(\frac{R^2 C_B}{L_r} \right)^{\frac{k}{k-1}} u_M. \quad (22)$$

Входящие в эти формулы безразмерные величины определяются соотношениями $\rho_M = \max \rho(\theta) = \rho(\theta_M)$, $\rho^k(\theta_e) = \rho_M^k / e$, $u_M = \max(d\rho^k/d\theta)$ и зависят от параметра j_b , как изображено на рис. 6 для дДРВ ($k = 3/2$).

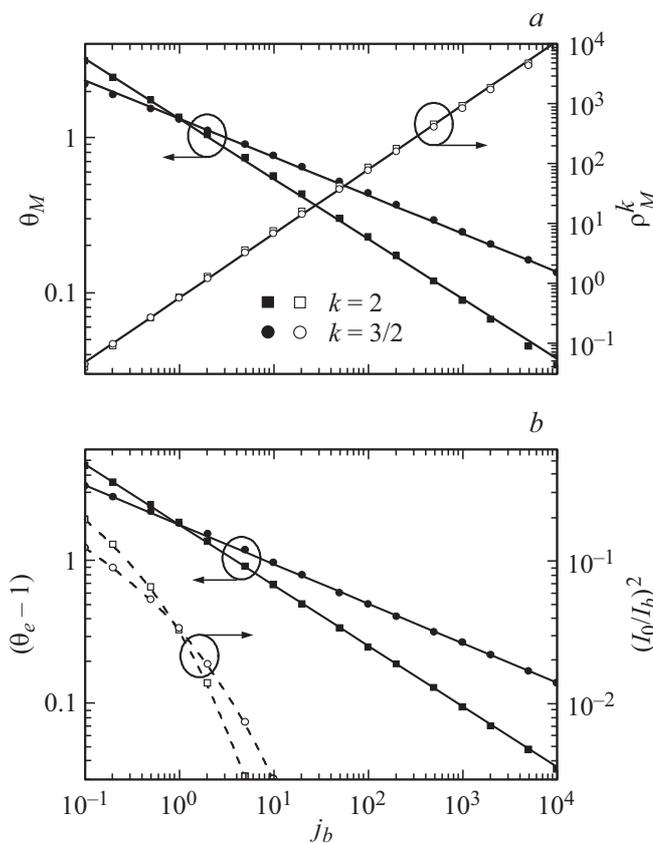


Рис. 6. Зависимости безразмерных длительности θ_M фронта, амплитуды ρ_M^k и длительности θ_e импульса напряжения на нагрузке, а также отношения I_0^2/I_b^2 от безразмерного обрываемого тока j_b при $k = 2$ (квадраты) и $k = 3/2$ (кружки). Символы — результаты численного решения задачи Коши (20), (21), сплошные линии — расчет по формулам (23).

Значения подгоночных параметров в аппроксимациях (23)

k	a	α	b	β	g	γ	c
2	1.33	0.097	0.55	1.08	1.8	0.106	2.0
3/2		0.11				0.123	1.8

Там же для сравнения приведены результаты для эДРВ ($k = 2$). Оказалось, что в обоих случаях эти зависимости можно с высокой точностью аппроксимировать функциями

$$\rho_M^k = d j_b^\beta, \quad \theta_M = a j_b^{-\alpha k^2}, \quad \theta_e = 1 + g j_b^{-\gamma k^2}, \quad (23)$$

$$u_M = c \rho_M^k / \theta_M$$

при значениях подгоночных параметров¹ $a, \alpha, b, \beta, g, \gamma$, приведенных в таблице. Такой вид аппроксимаций выбран потому, что он является приближенно инвариантным относительно типа ДРВ: различия между величинами подгоночных параметров для разных значений k не превосходят 14%.

На рис. 6 изображены также зависимости от j_b величины отношения I_0^2/I_b^2 , равного части энергии, остающейся в накопителе к моменту времени $t = T_b + t_0$. Видно, что I_0^2/I_b^2 резко уменьшается с ростом j_b . При $j_b > 3$ в нагрузке за время t_0 рассеивается более 99% энергии $W_b = L_r I_b^2 / 2$, накопленной в индуктивном накопителе к началу обрыва тока, т.е. контур генератора согласован с нагрузкой очень хорошо.

4. Заключение

В размерных обозначениях аппроксимации (23) имеют следующий вид:

$$U_M = b U_B \left(\frac{I_b R}{U_B} \right)^\beta \left(\frac{L_r}{R^2 C_B} \right)^{k \frac{\beta-1}{k-1}}, \quad (24)$$

$$t_b = a \frac{L_r}{R} \left(\frac{U_B}{I_b R} \right)^{\alpha k^2} \left(\frac{R^2 C_B}{L_r} \right)^{\frac{\alpha k^3}{k-1}}, \quad (25)$$

$$t_e = \frac{L_r}{R} \left[1 + g \left(\frac{t_b R}{a L_r} \right)^{\gamma/\alpha} \right] \approx \frac{L_r}{R} + 1.3 t_b, \quad (26)$$

$$\max \left(\frac{dU}{dt} \right) = c \frac{U_M}{t_b}. \quad (27)$$

Вместе с (6), (8) они дают полное решение задачи, сформулированной во Введении, а также позволяют решить обратную задачу — рассчитать параметры контура и ДРВ, которые обеспечат формирование импульса с заранее заданными амплитудой, фронтом и длительностью, как это было сделано в работе [2] для

¹ Соотношения, аналогичные (23), были получены ранее в работе [2] для эДРВ, но с несколько иными значениями параметров a, α, b, β из-за того, что в работе [2] для аппроксимации использовался другой интервал значений j_b .

эДРВ. Однако при выводе этих формул не учитывался ряд эффектов, влияющих на характеристики дДРВ: существенное нарушение начального условия $Q(T_b) = 0$ при больших U_{pp} , наличие остаточных неравновесных носителей заряда за пределами плазменной области $x_p < x < x_n$ и их лавинное размножение при $U_M \rightarrow U_B$. Кроме того, остается неизвестной еще одна важная величина — энергия потерь W_d за один цикл коммутации², — определяющая предельную частоту следования импульсов и КПД генератора. Корректный учет этих эффектов и расчет W_d возможен только при полномасштабном численном моделировании работы ДРВ. Тем не менее сравнение с результатами [1] показало (см. рис. 1.6 и 1.8), что при $U_{pp} < 0.2U_B$ и $U_M < 0.9U_B$ формулы (6), (24)–(27) позволяют рассчитать U_{pp} , U_M , t_b и t_e с точностью ~ 10 – 20% , достаточной для успешного проектирования дДРВ и генераторов высоковольтных наносекундных импульсов на их основе.

Благодарности

Автор благодарен А.В. Горбатьюку и А.Ф. Каро-Сысоеву за многочисленные плодотворные обсуждения физики резкого восстановления высоковольтных диодов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-08-01292).

Список литературы

- [1] А.С. Кюрегян. ФТП, **53** (7), 978 (2019).
- [2] А.С. Кюрегян. ЖТФ, **74** (6), 57 (2004).
- [3] H. Benda, E. Spenke. Proc. IEEE, **55** (8), 1331 (1967).
- [4] H. Benda, F. Dannhauser. Solid State Electron., **11** (1), 1 (1968).
- [5] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян. ЖТФ, **75** (7), 88 (2005).
- [6] И.В. Грехов, Г.А. Месяц. УФН, **175** (7), 735 (2005).
- [7] И.В. Грехов, В.М. Тучкевич. *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [8] A.F. Kardo-Sysoev. *New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses*. In: Ultra-Wideband Radar Technology, ed. by J.D. Taylor (Boca Raton–London–N.Y.–Washington, CRS Press, 2001) Chap. 9.
- [9] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. ФТП, **37** (9), 1148 (2003).
- [10] I.V. Grekhov, P.A. Ivanov, D.V. Khristyuk, A.O. Konstantinov, S.V. Korotkov, T.P. Samsonova. Solid State Electron., **47**, 1769 (2003).
- [11] X. Yang, Y. Li, H. Wang, Z. Li, Z. Ding. J. Appl. Phys., **109**, 014917 (2011).
- [12] Y. Sharabani, Y. Rosenwaks, D. Eger. Phys. Rev. Appl., **4**, 014015 (2015).
- [13] А.С. Кюрегян. ФТП, **51** (3), 359 (2017).

² Аналитическая оценка W_d в дДРВ не представляется возможной вследствие нарушения условия квазинейтральности во время СВОП, использованного для этого в работе [13].

[14] А.В. Горбатьюк, П.Б. Родин. Радиотехника и электроника, **35** (6), 1336 (1990).

[15] А.В. Горбатьюк, Д.В. Гусин, Б.В. Иванов. ФТП, **47** (3), 373 (2013).

Редактор А.Н. Смирнов

High voltage diffused recovery diodes. II. Theory

A.S. Kyuregyan

NPO ENERGOMODULE,
109052 Moscow, Russia

Abstract Approximate analytical formulas are obtained to evaluate the main characteristics of diffused step recovery diodes (SRD) operating as current interrupters in high-power generators of nanosecond pulses with an inductive energy storage: the unwanted pre-pulse voltage, characterizing resistive losses in SRD, amplitude, duration of front and duration of voltage pulse formed on the resistive load. For comparison, similar formulas for epitaxial SRD, partially obtained for the first time, and partially clarifying the early results, are given.