01;06

Теория дрейфовых диодов с резким восстановлением

© А.С. Кюрегян

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия
e-mail: kyureg@vei.ru

(Поступило в Редакцию 21 октября 2003 г.)

Построена аналитическая теория работы дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) в качестве прерывателя тока в генераторах с индуктивным накопителем энергии. Теория учитывает нелинейность зависимостей сопротивления базовых областей и барьерных емкостей диодов от прошедшего через них заряда. Получены простые соотношения для параметров ДДРВ (толщины и легирования базы, заряда неравновесных дырок, извлекаемого из базы за время T_B фазы высокой обратной проводимости, площади и количества m последовательно соединенных диодов), контура (индуктивности и емкости накопителя, начального напряжения U_{C0} на емкости), которые обеспечат формирование импульса напряжения с требуемыми длительностью переднего фронта t_B и амплитудой U_m на нагрузке. Показано, что предельные значения коэффициентов перенапряжения U_m/U_{C0} и обострения T_B/t_B, которые могут быть достигнуты при заданном коэффициенте полезного действия k, ограничены фактором, пропорциональным $k^{\omega}(1-k)E_B/E_s$, где $\omega = 0.27$ (для U_m/U_{C0}), или $\omega = -0.3$ (для T_B/t_B), E_B — пробивная напряженность поля, $E_s = v_s/\mu$, v_s и μ — насыщенная дрейфовая скорость и подвижность дырок в слабых полях соответственно. Максимальное значение скорости нарастания напряжения, которое может быть получено с помощью одноэлементного ($m = 1$) ДДРВ, равно $0.3 v_s E_B$. Проведен сравнительный анализ характеристик ДДРВ на основе Si и 4H$-$SiC. Результаты аналитической теории подтверждены путем численного моделирования процесса восстановления.

Введение

Кремниевые дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) вот уже более 20 лет успешно используются в качестве прерывателей тока в генераторах наносекундных импульсов с индуктивными накопителями энергии [1,2]. Работа таких прерывателей основана на эффекте „жесткого“ восстановления блокирующей способности диодов, в качественном отношении описанном еще в 60-х годах прошлого века [3]. Особенно ярко эффект проявляется при определенных условиях, которые были впервые реализованы авторами работы [4] и затем неоднократно обсуждались и уточнялись [1,2,5–7]. Однако количественная теория, позволяющая описать работу ДДРВ, до сих пор отсутствовала. Единственное известное к настоящему времени теоретическое описание [5], во-первых, относится только к завершающей стадии быстрого обрыва тока, а во-вторых, применимо лишь для случая безындуктивной цепи, тогда как наибольшее практическое значение имеет обрыв тока контура с достаточно большой индуктивностью. Особую остроту эта проблема приобрела после недавнего обнаружения эффекта субнаносекундного обрыва тока арсенид-галлиевыми [8,9] и карбид-кремниевыми [10,11] диодами, поскольку отсутствие адекватной теории не позволяет ни правильно спроектировать прибор,[1] ни оценить перспективность применения новых материалов для изготовления прерывателей тока. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа.

[1] Применительно к кремниевым прерывателям тока проблему проектирования удалось решить путем длительного и трудоемкого полуэмпирического подбора параметров диодов и режимов их работы в генераторах.

1. Постановка задачи

Эквивалентная схема контура, в котором осуществляется обрыв тока, показана на вставке к рис. 1. Она включает в себя индуктивность L и емкость C накопителя энергии, сопротивление R_s, определяющее потери контура, сопротивление нагрузки R_p и, наконец, нелинейные емкость C_d/m областей пространственного заряда (ОПЗ) m одинаковых последовательно соединенных диодов и сопротивление mr их квазинейтральных областей [1,5]. Процесс восстановления, начинающийся в момент $t = 0$ смены знака тока диодов с прямого на обратный, состоит из трех существенно различных стадий [3]. Во время первой стадии слаболегированные базовые области диодов толщиной d заполнены неравновесной электронно-дырочной плазмой высокой плотности, накопленной за время протекания прямого тока. Плазма шунтирует емкости C_d и сопротивления r, поэтому этой стадии, длительность которой обозначим T_e, соответствуют замкнутые положения обоих переключателей на эквивалентной схеме. Она завершается после восстановления одного или обоих эмиттеров и появления прилегающих к ним участков базы с толщинами $l_{n,p}$, свободных от неравновесной плазмы и обладающих заметным сопротивлением (этому моменту соответствует размыкание переключателя K_r). Во время второй стадии границы плазменной области движутся навстречу друг другу, так что толщины $l_{n,p}$ увели-

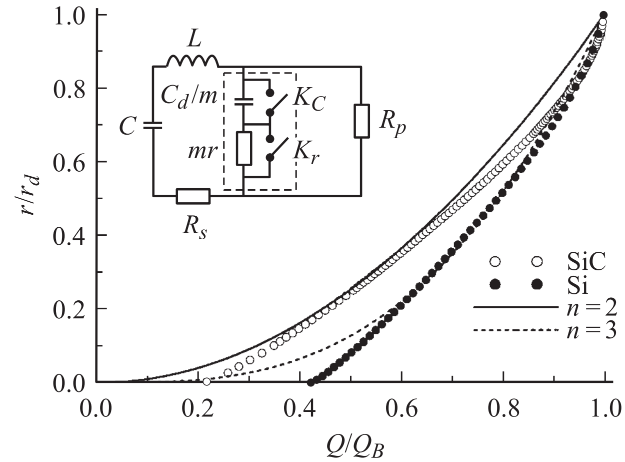

Рис. 1. Зависимости сопротивления карбид-кремниевых и кремниевых ДДРВ от извлеченного в течение фазы высокой обратной проводимости заряда. Значки — результаты точного моделирования процесса восстановления, кривые — расчет по формуле (4) при $n = 2$ и 3. Параметры ДДРВ и контура приведены в таблице. На вставке — эквивалентная схема контура, в котором происходит быстрый обрыв тока полупроводниковыми диодами.

чиваются и сопротивления r растут. Принципиально важным для эффективной работы ДДРВ является такое согласование параметров импульсов прямого и обратного токов с параметрами диодов, при котором встреча границ плазменных областей происходит в плоскостях $p-n$-переходов [1,2,7]. Только при выполнении этого условия может быть сохранена квазинейтральность базы в течение всей длительности второй стадии и сопротивления r (а значит, и потери в диодах) будут минимально возможными.

Если процесс вытягивания плазмы происходит именно таким образом (что мы в дальнейшем будем предполагать), то после завершения второй стадии в момент времени T_B происходит размыкание переключателя K_C на эквивалентной схеме, прохождение тока по контуру может быть обеспечено только за счет зарядки барьерных емкостей диодов C_d и начинается третья стадия — быстрого обрыва тока,[2] в течение которой на нагрузке формируется импульс напряжения с фронтом t_B и амплитудой U_m.

На процесс восстановления влияет множество факторов (профиль легирования базовых слоев диодов, эффективность эмиттеров, форма, амплитуда и длительность импульсов прямого и обратного токов через диоды), но главным является различие подвижностей электронов μ_n и дырок μ_p [12]. Вследствие неравенства $\mu_n > \mu_p$ величина l_p увеличивается быстрее, чем l_n [3], поэтому обычно для сохранения плазмы в плоскостях $p-n$-переходов толщина d_n базовой области n-типа должна быть меньше d_p примерно в μ_n/μ_p раз при прочих равных условиях [1,7]. Более того, в ряде практически важных случаев большая величина отношения μ_n/μ_p приводит к тому, что вся p-база освобождается от плазмы почти одновременно с восстановлением n^+-эмиттера или даже раньше [12], так что диоды прерывателя вовсе не должны содержать базу n-типа. В частности, этот случай реализуется в кремниевых и карбид-кремниевых ДДРВ, рассмотренных в конце настоящей работы в качестве примеров. Именно такой вариант ($d_n = 0$, $d_p = d$) ДДРВ мы и будем далее анализировать, предполагая еще для простоты, что база однородно легирована акцепторами с концентрацией N.

Задачей теории является вычисление параметров прерывателя (толщины d и легирования N базы, площади S и количества m диодов), контура (индуктивности L и емкости C накопителя, начального напряжения U_{C0} на емкости) и заряда неравновесных дырок Q_p, накапливаемого в базе за время прохождения прямого тока, которые обеспечат формирование импульса напряжения с требуемыми значениями t_B, U_m на нагрузке R_p. В качестве показателей качества ДДРВ мы примем величины отношений U_m/U_{C0} (коэффициент перенапряжения) и T_B/t_B (коэффициент обострения), которые могут быть достигнуты при заданном коэффициенте полезного действия генератора k. Имея в виду определение предельных параметров ДДРВ, при вычислении k мы будем учитывать только потери в диодах во время восстановления, полагая все остальные элементы генератора идеальными, т.е. положим $R_s = 0$.

2. Фаза высокой обратной проводимости (ВОП)

В течение этой фазы, включающей первые две стадии восстановления, сопротивление ДДРВ $mr \ll R_p$ и зависимость заряда Q, прошедшего по контуру после смены знака тока с прямого на обратный, от времени t описывается уравнением

$$L\ddot{Q} + mr\dot{Q} + Q/C = U_{C0} \tag{1}$$

с начальными условиями

$$Q(0) = 0, \qquad \dot{Q}(0) = 0, \tag{2}$$

Проблема состоит в том, что функционал $r(Q, \dot{Q})$, вообще говоря, зависит от множества факторов [3,6] и может быть найден достаточно точно только в одном предельном случае. Именно, если концентрации неравновесных дырок p в плазменном слое не зависит от координаты x, $T_e \ll T_B$ и толщина границы плазменной области $\lambda \ll d$, то l_p пропорциональна Q в течение почти всей фазы высокой обратной проводимости, поэтому

$$r = r_d \frac{Q}{Q_B} f(J), \tag{3}$$

где $J = \dot{Q}$ — ток контура, $Q_B = Q(T_B)$, $r_d = d/q\mu_p NS(1-\eta)$ — сопротивление базовых областей

[2] Иная ситуация реализуется в так называемых SOS-диодах [1,2], осуществляющих сравнительно медленный обрыв тока очень высокой плотности задолго до вытягивания плазмы.

в момент $t = T_B$, $\eta = J_B/qv_sNS$, $J_B = \dot{Q}(T_B)$ — обрываемый ток, q — элементарный заряд, v_s — насыщенная дрейфовая скорость дырок.

Если можно пренебречь потерями заряда во время фазы ВОП из-за рекомбинации в базовых слоях и неидеальности эмиттеров, то, очевидно, $Q_B = Q_p$. Безразмерная функция $f(J)$ определяется зависимостью дрейфовой скорости дырок v от напряженности поля E. Для аппроксимации вида $v(E) = v_s \frac{E}{E+E_s}$, где $E_s = v_s/\mu_p$, получается

$$f(J) = \frac{1-\eta}{1-\eta J/J_B}.$$

Сформулированные выше условия применимости формулы (3) выполняются далеко не всегда. Ясно, однако, что r увеличивается с ростом Q быстрее линейного закона и (при условии сохранения квазинейтральности базы) стремится к r_d при $t \to T_B$. Численное моделирование процесса восстановления ДДРВ различной конструкции в различных режимах показало, что приемлемую точность дает аппроксимация

$$r = r_d \left(\frac{Q}{Q_B}\right)^n, \tag{4}$$

при $2 \le n \le 3$ (рис. 1). В дальнейшем для численных оценок мы будем использовать значение $n = 2.5$. Феноменологическая формула (4) не содержит в явном виде зависимость r от тока типа $r \propto f(J)$, так как при работе ДДРВ в высокоэффективном режиме обычно выполняется неравенство $\eta \ll 1$ (раздел 4), малое отличие $f(J)$ от 1 не превосходит погрешности аппроксимации и учитывать его не имеет смысла.

Используя (4) и вводя новые переменные

$$Y = \left(\frac{Q_B m^2 r_d^2}{U_{C0}L}\right)^{1/(2n+1)} \frac{Q_j}{Q_B}, \quad \tau = \left(\frac{U_{C0}L}{Q_B m^2 r_d^2}\right)^{n/(2n+1)} \frac{mr_d}{L}\, t,$$

нетрудно привести уравнение (1) и начальные условия (2) к виду

$$\frac{d^2Y}{d\tau^2} + Y^n \frac{dY}{d\tau} + \xi Y = 1, \tag{5}$$

$$Y(0) = 0, \qquad dY(0)/d\tau = 0, \tag{6}$$

где $\xi = (Q_B m^2 r_d^2/U_{C0}L)^{2n/(2n+1)} L/m^2 r_d^2 C$.

Так как фаза ВОП заканчивается в момент времени $\tau = \tau_B$, определяемый из условия $Q = Q_B$, то $Y_B \equiv Y(\tau_B) = (Q_B m^2 r_d^2/U_{C0}L)^{1/(2n+1)}$ и $\xi Y_B = Q_B/CU_{C0}$. Для наступления стадии обрыва тока начальный заряд емкости CU_{C0} должен быть во всяком случае больше Q_B, поэтому $Y_B \le 1/\xi$.

Искомые соотношения между T_B, C, U_{C0}, Q_B и k при заданных r_d, J_B, L (как будет показано в следующем разделе, эти три величины определяются параметрами импульса напряжения и нагрузкой) можно получить в параметрическом виде через решение $Y_B = Y(\tau_B)$ и $Y'_B = dY(\tau_B)/d\tau$ уравнения (5), содержащего всего один неопределенный параметр ξ,

$$T_B = \tau_B Y_B^n L/mr_d, \tag{7}$$

$$C = LY_B^{2n}/m^2 r_d^2 \xi, \tag{8}$$

$$U_{C0} = J_B mr_d/Y'_B Y_B^n, \tag{9}$$

$$Q_B = J_B L Y_B^{(n+1)}/mr_d Y'_B. \tag{10}$$

$$k = Y_B'^2/Y_B(2 - \xi Y_B). \tag{11}$$

В момент начала обрыва тока напряжение $U_{CB} = U_C(T_B)$ на емкости C равно

$$U_{CB} = U_{C0}(1 - \xi Y_B). \tag{12}$$

В важном предельном случае $\xi \to 0$ (или, что то же самое, при $C \to \infty$) можно получить первый интеграл уравнения (5)

$$Y' + \frac{Y^{n+1}}{n+1} = \tau. \tag{13}$$

При $n = 1$ подстановка $Y = 2u'/u$ приводит (13) к известному уравнению Эйри, решение которого, удовлетворяющее начальным условиям (7), можно выразить через вырожденные гипергеометрические функции Куммера $M(a, b, z)$ [12]

$$Y(\tau) = \frac{\tau^2}{2} \frac{M(7/6, 7/3, 2\sqrt{2}\,\tau^{3/2}/3)}{M(1/6, 1/3, 2\sqrt{2}\,\tau^{3/2}/3)}. \tag{14}$$

При всех остальных значениях ξ и n решение уравнения (5) не сводится к известным специальным функциям и может быть получено только путем численного интегрирования — задача в настоящее время вполне тривиальная. Пример решения этой задачи, который будет использоваться ниже, приведен на рис. 2.

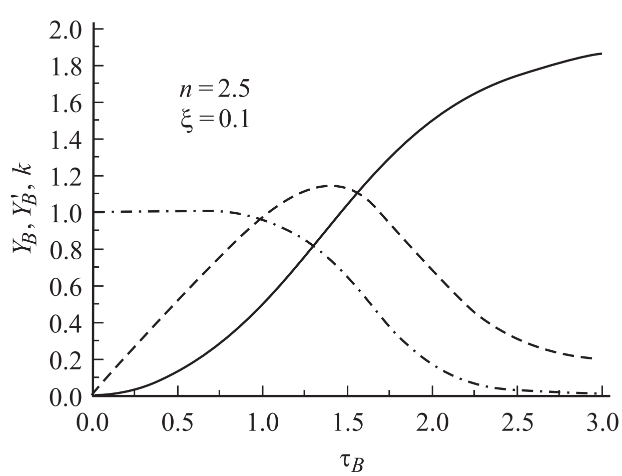

Рис. 2. Зависимости безразмерных заряда (сплошная кривая), тока (штриховая) и коэффициента полезного действия (штрихпунктир) от безразмерной длительности фазы высокой обратной проводимости при $n = 2.5$ и $\xi = 0.1$.

3. Стадия быстрого обрыва тока

Можно показать, что на этой стадии (оба ключа на эквивалентной схеме разомкнуты) изменение заряда Q_d емкостей диодов со временем t описывается уравнением

$$\frac{d}{dt}\left[\left(1+\frac{mr}{R_p}\right)\frac{dQ_d}{dt}\right] + \left[\frac{m}{R_pC_d(Q_d)}+\frac{mr}{L}\left(1+\frac{R_s}{R_p}\right)+\frac{R_s}{dt}\right]\frac{dQ_d}{dt} + \frac{1}{L}\left[\left(1+\frac{R_s}{R_p}\right)m\int\limits_{Q_0}^{Q_d}\frac{dQ_d}{C_d(Q_d)}-U_C\right]=0 \quad (15)$$

при произвольных зависимостях $C_d(Q_d)$ и $r(Q_d, \dot{Q}_d)$, если ток смещения в квазинейтральных областях диода много меньше тока проводимости и $\eta < 1$. Выполнение последнего неравенства необходимо для того, чтобы ОПЗ была локализована только в тех областях диода, из которых полностью извлечены свободные носители заряда [3]. Уравнение (15) с начальными условиями (в этом разделе мы отсчитываем время от начала стадии обрыва тока)

$$Q_d(0) = Q_0, \qquad dQ_d(0)/dt = J_B \quad (16)$$

описывает почти все многообразие сценариев быстрого обрыва тока полупроводниковыми диодами с произвольным профилем легирования. В общем виде его анализ весьма сложен и громоздок, однако при сделанных выше предположениях задачу можно существенно упростить. Именно для рассматриваемого нами случая однородно легированной базы p-типа

$$C_d(Q_d) = q\varepsilon NS^2Q_d^{-1} \quad (17)$$

(ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника) и, как было показано в [3], $r = r_d f(J)$. Напряжение U_C можно считать постоянным и равным U_{CB} в силу неравенства $t_B \ll T_B$. Условие сохранения квазинейтральности базы вплоть до окончания фазы ВОП означает, что $Q_d(0) = 0$. Тогда, если положить $R_s = 0$ (раздел 1) и ввести новые переменные

$$Z = \frac{2mLQ_d}{q\varepsilon NS^2R_p^2(1+\chi)}, \qquad \theta = \frac{R_pt}{2L}, \quad (18)$$

то уравнение (15) и начальные условия (16) можно привести к виду

$$\frac{d^2Z}{d\theta^2} + \left(Z+\frac{2\chi}{1+\chi}\right)\frac{dZ}{d\theta} + Z^2 - Z_C^2 = 0, \quad (19)$$

$$Z(0) = 0, \qquad \frac{dZ(0)}{d\theta} = \psi \equiv \frac{4J_BL^2m}{q\varepsilon NS^2R_p^3(1+\chi)}, \quad (20)$$

где $\chi = mr_d/R_p$,

$$Z_C = \frac{2L}{SR^2(1+\chi)}\sqrt{\frac{2mU_{CB}}{q\varepsilon N}}.$$

При выводе (19) мы предположили еще, что в течение всей стадии обрыва тока сопротивление r постоянно и равно максимальному значению r_d (на самом деле $r = r_d$ только в начале обрыва, когда $J = J_B$; в последующие моменты ток через ДДРВ уменьшается и $r < r_d$). Это сделано для того, чтобы произвести оценку сверху влияния потерь в ДДРВ на динамику обрыва тока. Она необходима, так как на начальном этапе процесса производная $dZ/d\theta$ максимальна, а $Z \ll 2\chi/(1+\chi)$ при любых конечных r (см. (20)) и априори не ясно, насколько сильно это обстоятельство важно. Соответствующая оценка будет проделана ниже, а пока мы проведем анализ процесса обрыва тока без учета потерь. Аналитические решения (19) при $\chi = 0$ могут быть получены в двух предельных случаях.

В режиме холостого хода ($R_p \to \infty$) можно пренебречь вторым слагаемым в (19) и получить решение в параметрическом виде

$$\theta = \sqrt{\frac{3}{2Z_m}}\int\limits_0^u\left[1-\frac{Z_C^2}{Z_m^2}(1-u)-u^3\right]^{-1/2}du, \qquad Z = Z_mu, \quad (21)$$

где $Z_m = \max Z$ — положительный корень уравнения

$$\frac{2}{3}Z_m^3 = \psi^2 + 2Z_C^2Z_m. \quad (22)$$

Максимальное значение заряда на диодах (и напряжения на нагрузке) достигается при $u = 1$, поэтому в случае $U_{CB} = 0$ безразмерные длительность фронта θ_B, длительность импульса[3] θ_p и амплитуда Z_m равны соответственно

$$\theta_B = \frac{1}{3}\left(\frac{3}{2\psi}\right)^{1/3}B\left(\frac{1}{2},\frac{1}{3}\right) \approx 1.61\psi^{-1/3},$$

$$\theta_p = 2\theta_B, \qquad Z_m = \left(\frac{3}{2}\psi^2\right)^{1/3}, \quad (23)$$

где $B(x, y)$ — бета-функция [13].

Легко убедиться, что $Z_C^2/Z_m^2 = U_{CB}/U_m$, поэтому при больших коэффициентах перенапряжения (когда $U_{CB} < U_{C0} \ll U_m$), которые только и представляют практический интерес, поправки, связанные с отличием от 0. Должны быть пренебрежимо малыми. Действительно, используя (21) и (22), можно показать, что в первом приближении относительное приращение Z_m равно U_{CB}/U_m, а θ_B уменьшается, но гораздо (примерно в 20 раз при $\psi = 3$) слабее.

В режиме генератора тока ($L \to \infty$) можно пренебречь третьим и четвертым слагаемым в (5) и получить решение в явном виде

$$Z = \sqrt{2\psi}\,\mathrm{th}\left(\theta\sqrt{\frac{\psi}{2}}\right), \quad (24)$$

[3] Считается, что импульс заканчивается в момент смены знака напряжения на ОПЗ диодов, после этого формальное решение уравнений (15) и (19), очевидно, не имеет физического смысла.

поэтому

$$Z_m = \sqrt{2\psi}, \tag{25}$$

а характерное безразмерное время нарастания напряжения на нагрузке равно $\sqrt{2/\psi}$. Таким образом, в этом случае величина U_{CB} вообще не влияет на параметры импульса, поэтому при вычислении Z_m и θ_B можно использовать приближение $U_{CB} = 0$.

Результаты численного решения уравнения (19) при $\chi = 0$, $U_{CB} = 0$ и различных значениях параметра ψ приведены на рис. 3, а зависимости Z_m, θ_B и θ_p от ψ — на рис. 4. Как и следовало ожидать, аналитические и численные расчеты совпадают при малых (режим холостого хода) и больших (режим генератора тока) значениях ψ. При промежуточных значениях ψ зависимости $Z_m(\psi)$ и $\theta_B(\psi)$ также можно аппроксимировать степенными функциями

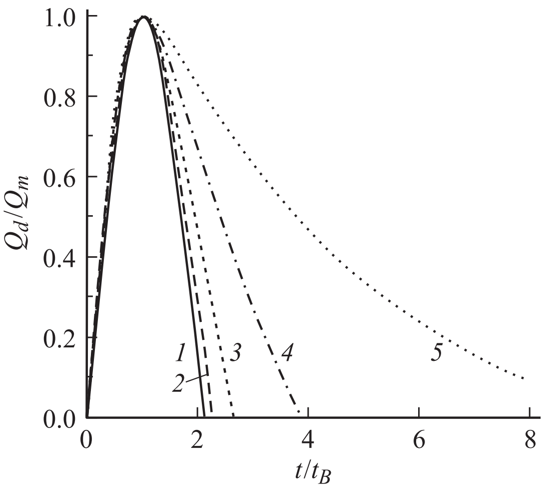

Рис. 3. Зависимости заряда диодов от времени, полученные путем численного решения уравнения (5) при $\chi = 0$, $U_{CB} = 0$ и различных значениях параметра ψ: *1* — 0.01, *2* — 0.1, *3* — 1.0, *4* — 10, *5* — 100.

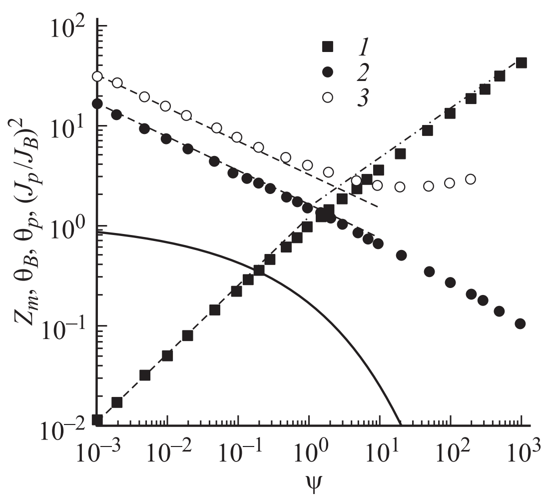

Рис. 4. Зависимости безразмерных амплитуды Z_m (*1*), длительности фронта θ_B (*2*), длительности импульса θ_p (*3*) и доли энергии, сохранившейся в индуктивности в конце импульса $J^2(t_p)/J_B^2$ (сплошная линия), от параметра ψ при $\chi = 0$ и $U_{CB} = 0$. Результаты расчетов для предельных случаев по формулам (23) и (25) показаны штриховыми и штрихпунктирными линиями соответственно.

$$\theta_B = a\psi^{-\alpha}, \qquad Z_m = b\psi^{\beta}. \tag{26}$$

В частности, в интервале $0.1 < \psi < 10$ аппроксимация (26) обеспечивает точность не хуже 1% при $a = 1.45$, $\alpha = 0.36$, $b = 0.88$ и $\beta = 0.60$.

Теперь можно вычислить параметры контура (L, J_B) и диодов (m, S, N, d_p), которые обеспечат формирование импульса напряжения с заданными U_m и t_B на нагрузке R_p. Учитывая, что для диода с однородно легированной базой $N = mQ_m^2/2q\varepsilon S^2 U_m$, а толщина ОПЗ $w = \varepsilon S/C_d$, нетрудно получить соотношения

$$L = \frac{R_p t_B}{2a}\,\psi^{\alpha}, \qquad J_B = \frac{2U_m}{b^2 R_p}\,\psi^{(1-2\beta)}, \tag{27}$$

$$m = \frac{2aU_m}{b\eta v_s E_B t_B}\,\psi^{(1-\alpha-\beta)}, \qquad S = \frac{2U_m t_B}{ab\varepsilon E_B R_p}\,\psi^{(\alpha-\beta)},$$

$$d = \frac{b}{a}\,\eta v_s t_B \psi^{(\alpha+\beta-1)}, \qquad N = \frac{a\varepsilon E_B}{b\eta q v_s t_B}\,\psi^{(1-\alpha-\beta)}, \tag{28}$$

при выводе которых использовались формулы (17), (18), (20), (26) и предполагалось, что в момент $t = t_B$ максимальная напряженность поля в ОПЗ, равная $Q_d/\varepsilon S$, достигает пробивного значения E_B, а ОПЗ заполняет всю базу (т. е. толщина ОПЗ $w = d$).

Из (27), (28) получается формула для сопротивления базовых слоев диодов

$$mr_d = b^2\,\frac{\eta}{1-\eta}\,R_p\,\frac{E_s}{E_B}\,\psi^{(2\beta-1)}, \tag{29}$$

откуда следует, что $\chi \le \eta E_s/(1-\eta)E_B$ при типичном значении $\psi \approx 3$ (см. ниже). В большинстве полупроводников $E_s \le 0.1E_B$ [14], поэтому уже при $\eta < 1/2$ параметр $\chi \le 0.1$. Численное решение уравнения (19) показывает, что при таких значениях χ амплитуда и длительность фронта импульса уменьшаются меньше, чем на 2 и 0.5% соответственно. Это и оправдывает использование приближения $\chi = 0$ для описания процесса обрыв тока и вывода формул (27), (28).

Строго говоря, в (27)–(29) не определена пробивная напряженность поля E_B, которая зависит, хотя и весьма слабо, от профиля легирования диодов. В рассматриваемом нами случае эту зависимость можно аппроксимировать степенной функцией $E_B = \tilde{E}(N/\tilde{N})^{\gamma}$, где $\tilde{E}$, $\tilde{N}$ и γ — константы материала [14,15].

Нетрудно показать, что для учета этой зависимости достаточно везде заменить E_B на

$$E_B = \tilde{E}\left[\frac{\psi^{(1-\alpha-\beta)}}{\eta}\,\frac{a\varepsilon\tilde{E}}{bq\tilde{N}v_s t_m}\right]^{\gamma/(1-\gamma)}. \tag{30}$$

4. Предельные параметры ДДРВ

Формулы (7)–(12) и (27)–(30) позволяют вычислить все параметры контура и ДДРВ, необходимые для достижения требуемых характеристик генератора импульсов, однако они содержат четыре „свободных“ параметра ξ, τ_B, ψ и η, для определения которых нужно привлекать дополнительные соображения.

1) Как было отмечено в разделе 1, качество генератора характеризуется величинами коэффициентов перенапряжения U_m/U_{C0} и обострения T_B/t_B, формулы для которых нетрудно получить из (9), (10), (27)–(29)

$$\frac{U_m}{U_{C0}} = Y_B^n Y_B' \, \frac{1-\eta}{\eta} \, \frac{E_B}{2E_s}, \tag{31}$$

$$\frac{T_B}{t_B} = Y_B^n \tau_B \, \frac{\psi^{(1+\alpha-2\beta)}}{ab^2} \, \frac{1-\eta}{\eta} \, \frac{E_B}{2E_s}. \tag{32}$$

Используя результаты численного интегрирования уравнения (5), нетрудно убедиться, что обе эти величины монотонно уменьшаются с ростом ξ при любых постоянных значениях ψ, η и k. Поэтому при прочих равных условиях желательно использовать минимально возможное значение ξ. Оно в свою очередь определяется (см. (8)) величиной C емкости конденсатора, которая может быть достигнута при его рабочем напряжении, большем U_{C0}, и паразитной индуктивности, меньшей L.

2) С ростом безразмерной длительности фазы высокой обратной проводимости τ_B монотонно уменьшается коэффициент полезного действия k (рис. 2), поэтому задание величины этого важнейшего параметра генератора однозначно (при фиксированном ξ) определяет значение τ_B. При выборе же величины k следует учитывать, что коэффициенты перенапряжения и обострения сильно уменьшаются с ростом k. Соответствующие нормированные зависимости (рис. 5) для предельного случая $\xi = 0$ и двух значений n определяются множителями $Y_B^n Y_B'$ и $Y_B^n \tau_B$ и могут быть аппроксимированы функцией

$$F(k) = Ak^{\omega}(1-k). \tag{33}$$

В частности, при $n = 2.5$ погрешность этой аппроксимации в интервале значений $k = 0.1{-}0.95$ не превосходит 5% при $A = 4$ и $\omega = 0.27$ (для коэффициента перенапряжения) или $\omega = -0.3$ (для коэффициента обострения). Аппроксимация (33) столь же хорошо описывает и зависимость от k множителя $Y_B^{(n+1)}/Y_B'$, определяющего в соответствии с формулой (10) извлекаемый во время фазы ВОП заряд Q_B. Для этого при $n = 2.5$ следует использовать значения констант $A = 2$ и $\omega = -0.72$.

3) Параметр ψ характеризует степень согласованности генератора с нагрузкой: при увеличении ψ доля энергии, оставшаяся в индуктивности к моменту t_p окончания импульса (она, очевидно, равна $J^2(t_p)/J_B^2$) уменьшается и стремится к 0 при $\psi \to \infty$, как это показано на рис. 4. Этим контур с нелинейной емкостью C_d/m, изменяющейся по закону типа (17), принципиально отличается от обычного линейного контура, в

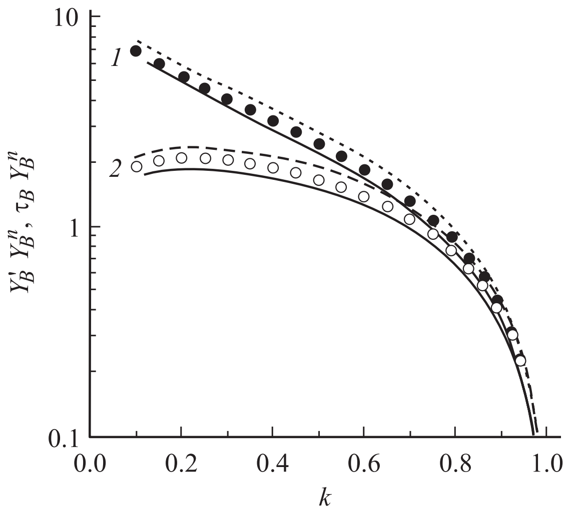

Рис. 5. Зависимости нормированных коэффициентов обострения (*1*) и перенапряжения (*2*) от коэффициента полезного действия k при $\xi = 0$ и $n = 2$ (сплошные линии), $n = 3$ (пунктир). Значки — аппроксимации по формуле (33) для значения $n = 2.5$.

котором „точное согласование“, как известно, наступает при конечном значении $R_p = 0.5\sqrt{L/C}$. Такая ситуация может реализоваться и в рассматриваемом нами случае: особая точка ($Z = Z_C$, $dZ/d\theta = 0$) уравнения (19) является устойчивым узлом, т.е. ток ДДРВ апериодически затухает, если $Z_C \geq 8$ (в размерных обозначениях $R_p \leq 0.5\sqrt{L/C_d(U_C)}$). Однако, как следует из (27), (28), в этом случае при $U_m/U_{C0} \gg 1$ взаимосвязанный с Z_C параметр

$$\psi = \left(\frac{Z_C}{b} \sqrt{\frac{U_m}{U_C}} \right)^{1/\beta} \gg 1$$

и отношение длительностей среза и фронта $(t_p - t_B)/t_B$ резко увеличивается (рис. 3, 4). Поэтому выбор величины ψ должен определяться еще и дополнительными требованиями к форме импульса. Для большинства практических применений разумным представляется выбор значения $\psi = 3$, при котором нагрузка рассеивает за время импульса более 90% запасенной в индуктивности энергии, а длительность заднего фронта лишь незначительно превосходит t_B.

4) Параметр η определяет качественные характеристики генератора в соответствии с формулами (31) и (32). В принципе, уменьшая η, можно получить сколь угодно большие коэффициенты перенапряжения и обострения даже при $k \to 1$. Однако при этом быстро возрастает не только количество диодов в прерывателе m, но и максимальная средняя концентрация неравновесных дырок в базе

$$\bar{p}_m \geq \frac{Q_B}{qSd} = \frac{1-\eta}{\eta^2} \, \frac{\varepsilon E_B^2}{2qv_s t_B E_s} \, \frac{a}{b^4} \, \psi^{(3-\alpha-4\beta)} \, \frac{Y_B^{(n+1)}}{Y_B'}, \tag{34}$$

вследствие чего уменьшаются коэффициенты инжекции эмиттеров и увеличиваются потери заряда ΔQ во время

Материал	Si	4H–SiC
Тип проводимости базы	Дырочный	
$\varepsilon/\varepsilon_0$	11.8	10.0
v_s, cm/s	$8.5 \cdot 10^6$	$8.0 \cdot 10^6$
E_s, V/cm	$1.9 \cdot 10^4$	$8.0 \cdot 10^4$
$\tilde{E}$, V/cm	$4.0 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^6$
γ	0.18	0.16
$\tilde{N}$, cm^{-3}	10^{16}	
J_B, A	103.7	
L, nH	25.61	
C, nF	367.0	
U_{C0}, V	82.2	
T_B, ns	50.0	
η	0.282	0.443
m	13	1
E_B, V/cm	$2.75 \cdot 10^5$	$2.43 \cdot 10^6$
S, cm^2	0.217	0.028
N, cm^{-3}	$1.24 \cdot 10^{15}$	$6.53 \cdot 10^{15}$
d, μm	14.0	20.6
mr_d, Ω	1.26	

протекания прямого тока и фазы высокой обратной проводимости. Однако разброс величины ΔQ должен быть существенно меньше $Q_B t_B/T_B$, поскольку в противном случае нарушится синхронность восстановления всех m диодов прерывателя. При больших коэффициентах обострения это условие накладывает на однородность по площади и воспроизводимость параметров диодов очень жесткие требования, которые не всегда могут быть выполнены.

Следует отметить две особенности полученных выше результатов.

Во-первых, при выбранных значениях ξ, k, ψ и η показатели качества ДДРВ не зависят от характеристик импульса, а определяются только одним параметром полупроводника — отношением пробивного поля E_B к полю E_s, при котором начинает насыщаться зависимостью $v_s(E)$. Поэтому именно величина E_B/E_s является критерием, позволяющим оценить перспективность новых материалов для создания ДДРВ. В этом отношении кремний примерно в 2 раза „хуже“ политипа 4H карбида кремния (см. таблицу). Впрочем, этот недостаток можно скомпенсировать, выбирая для кремниевых диодов меньшее значение параметра η, как показано на примере, описанном ниже.

Во-вторых, из формулы (28) для m следует, что максимальное значение скорости нарастания напряжения, которое может быть получено с помощью одноэлементного ($m = 1$) ДДРВ, равно

$$\max\left(\frac{U_m}{t_B}\right)_{m=1} = \frac{b}{2a}\,\psi^{(\alpha+\beta-1)} v_s E_B \approx 0.3 v_s E_B \qquad (35)$$

и также определяется практически только параметрами материала. В частности, для кремниевых ДДРВ это предельное значение равно примерно $6.4 \cdot 10^{11}$ V/cm, а для карбид-кремниевых — почти в 10 раз больше. Дальнейшее увеличение скорости нарастания напряжения возможно только за счет роста числа элементов m в прерывателе, которое может быть ограничено вследствие нарушения синхронизации моментов обрыва тока всех диодов. В кремниевых ДДРВ относительные потери заряда $\Delta Q/Q_B$ обычно очень малы, так что проблема синхронизации решается относительно просто [3]. Однако в диодах на основе широкозонных полупроводников с высокой электрической прочностью средняя концентрация неравновесных носителей в базе $\bar{p}_m$ (см. (34)) может превышать концентрацию заряженных примесей в эмиттерах даже при высоком уровне легирования последних из-за относительно большой энергии ионизации доноров или акцепторов. Это приведет к сильному снижению эффективности эмиттеров, значительной потере заряда ($\Delta Q \approx Q_B$) и, следовательно, к резкому ужесточению требований к однородности и воспроизводимости параметром эмиттеров. Поэтому возможность создания многоэлементных прерывателей на основе, например SiC, представляется весьма проблематичной.

В качестве примера оценим параметры контура и ДДРВ на основе кремния и карбида кремния (политип 4H), обеспечивающие формирование импульса напряжения с амплитудой $U_m = 2.5$ kV и длительностью переднего фронта $t_B = 1.0$ ns на нагрузке $R_p = 50\,\Omega$ при $\psi = 3$, $\xi = 0.1$ и $k = 0.5$. Параметры полупроводников, использованные при вычислениях,[4] и результаты расчетов приведены в таблице. Как видно, одинаковые характеристики генератора можно получить, используя либо один SiC диод, либо 13 Si диодов с площадью, в 7.7 раз большей. Необходимый объем кремния оказался в 100(!) раз бóльшим при одинаковой толщине кристаллов, однако совершенно не очевидно, является ли даже такое различие достаточным, чтобы скомпенсировать относительно высокую себестоимость карбид-кремниевых диодов.

Для проверки выводов изложенной выше простой аналитической теории мы провели численное моделирование процесса обрыва тока кремниевыми и карбид-кремниевыми ДДРВ, описанными в таблице. Предполагалось, что диоды представляют собой эпитаксиальные n^+-p-p^+-структуры со ступенчатым легированием, толщина эмиттеров принималась равной $10\,\mu$m, концентрация доноров и акцепторов в эмиттерах — $2 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}, а время жизни в базе — $10\,\mu$s. Последние два значения недостижимы для SiC в настоящее время; мы рассматривали идеализированный материал, чтобы оценить его предельные возможности. На стадии прямой накачки через диоды пропускался синусоидальный импульс тока длительностью 300 ns. Амплитуды импульсов подбирались таким образом, чтобы в момент смены знака тока заряд Q_p в обоих случаях был ра-

[4] Значения E_s, v_s получены на основе данных работы [14] для Si и [16] для 4H–SiC, а значения $\tilde{E}$, $\tilde{N}$ и γ для обоих материалов взяты из [15].

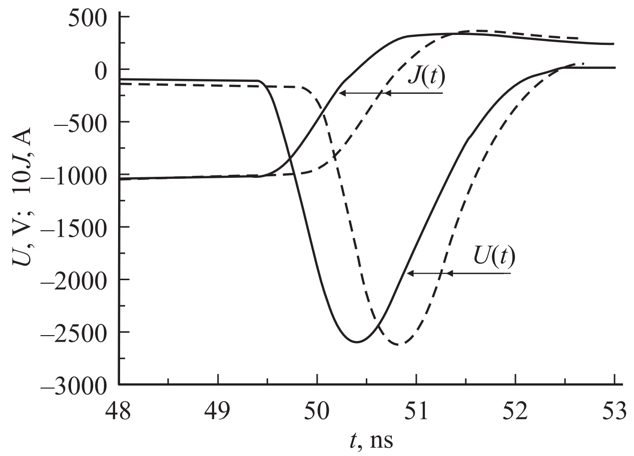

Рис. 6. Зависимости напряжений и токов через ДДРВ на основе Si (штриховые линии) и SiC (сплошные линии) от времени, полученные путем численного моделирования процесса обрыва тока. Параметры ДДРВ и контура приведены в таблице.

вен величине 3.5 μcal, рассчитанной по формуле (10). Результаты моделирования, выполненного с помощью программы „Исследование" [16–18], приведены на рис. 6. Как видно, все заданные характеристики импульсов напряжения действительно оказались реализованными генераторами, параметры которых были рассчитаны по формулам (7)–(12) и (27)–(32). Потери во время стадии высокой обратной проводимости также оказались близки к расчетной величине $LJ_B^2(k^{-1}-1)/2 = 13\,\mathrm{mJ}$. Несколько более ранний обрыв тока карбид-кремниевым ДДРВ обусловлен, очевидно, большей по сравнению с кремнием потерей заряда.

В заключение отметим, что полученные в настоящей работе результаты в качественном отношении применимы и для ДДРВ более сложных конструкций, например, содержащих базовые слои обоих типов проводимости и (или) изготовленных диффузионными методами (т. е. с сильно неоднородным легированием базовых слоев). Критериями качества материала для ДДРВ в любом случае являются величины E_B/E_s и v_sE_B. Сохранятся также все соотношения между параметрами импульса, контура и диодов прерывателя, хотя численные значения коэффициентов a, b, α, β и т.д. могут измениться. Исключением является формула (28) для концентрации акцепторов, которая не имеет смысла при неоднородном легировании базовых слоев. Анализ таких ДДРВ представляет интерес, так как оптимизация профиля легирования в принципе должна позволить заметно уменьшить потери в диодах и увеличить КПД генератора.

Автор благодарен И.В. Грехову и В.С. Белкину за многочисленные и плодотворные дискуссии по рассмотренной проблеме, а также С.Н. Юркову и Т.Т. Мнацаканову, предоставившим возможность провести моделирование процесса обрыва с помощью программы „Исследование".

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-16496).

Список литературы

[1] *Грехов И.В.* // Изв. РАН Сер. Энергетика. 2000. № 1. С. 53–61.
[2] *Grekhov I.V., Mesyats G.A.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. Vol. 28. N 5. P. 1540–1544.
[3] *Benda H., Spenke E.* // Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. N 8. P. 1331–1354.
[4] *Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сысоев А.Ф.* и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 7. С. 435–439.
[5] *Грехов И.В., Тучкевич В.М.* Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988. 117 с.
[6] *Кардо-Сысоев А.Ф., Попова М.В.* // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 1. С. 3–11.
[7] *Кюрегян А.С.* // Патент РФ. № 2197034, кл. H 01 L 29/681. БИ. № 2. 2003.
[8] *Корольков В.И., Рожков А.В., Петропавловская Л.А.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 17. С. 46–50.
[9] *Рожков А.В., Козлов В.А.* // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 12. С. 1477–1479.
[10] *Грехов И.В., Иванов П.А., Константинов А.О.* и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 13. С. 24–29.
[11] *Grekhov I.V., Ivanov P.A., Khristyuk D.V.* et al. // Solid State Electron. 2003. Vol. 47. N 10. P. 1769–1774.
[12] *Грехов И.В., Кюрегян А.С., Мнацаканов Т.Т.* и др. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1148–1151.
[13] *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. М.: Наука, 1979. 832 с. Пер. с англ.: Abramowitz, Stegun I.A. Handbook of Mathematical Function with Formulas, Graphs and Mathematical Tables. National Bureau of Standards, 1964.
[14] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. М.: Мир, 1984. 456 с. Пер. с англ.: Sze S.M. Physics of Semicoductor Devices. New York; Chichester; Bribane; Toronto; Singapore: A Wiley Interscience Publication, 1981.
[15] *Кюрегян А.С., Юрков С.Н.* // ФТП. 1989. Т. 23. Вып. 10. С. 1819–1827.
[16] *Hjelm M., Nilsson H.-E., Martinez A.* et al. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 95. N 2. P. 1099–1107.
[17] *Mnatsakanov T.T., Rostovtsev I.L., Philatov N.I.* // Solid State Electron. 1987. Vol. 30. N 3. P. 579–586.
[18] *Levinstein M.E., Mnatsakanov T.T., Ivanov P.A.* et al. // Electron. Lett. 2000. Vol. 36. N 14. P. 1241–1242.