

07

Численное и экспериментальное исследования оптимизированного p -SOS-диода

© А.Г. Люблинский, Е.И. Белякова, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Alexander.Lyublinsky@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 25 мая 2018 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования процесса переключения $p^+P_0n^+$ -структуры SOS-диода с уменьшенной толщиной P -базы. Предложенная одномерная диффузионно-дрейфовая модель динамики электронно-дырочной плазмы дала хорошее согласие с экспериментом. Уменьшение толщины P -базы позволило повысить амплитуду выходного импульса в два раза при той же плотности коммутируемого тока. Это было достигнуто за счет существенного снижения коммутационных потерь, а также за счет формирования в процессе обрыва тока области сильного электрического поля квазипрямоугольной формы на P_0n^+ -переходе. В результате были сформированы выходные импульсы напряжения с амплитудой, существенно превышающей напряжение статического пробоя P_0n^+ -перехода p -SOS-диода. Этот эффект наблюдался впервые для высоковольтных полупроводниковых ключей размыкающего типа.

DOI: 10.21883/JTF.2019.03.47177.208-18

Введение

Возможность наносекундного размыкания тока с плотностью до нескольких десятков kA/cm^2 при переключении из прямого смещения на обратное в кремниевом диоде со структурой $p^+p^+N_0n^+$ и сверхглубоким ($150\text{--}200\ \mu\text{m}$) p^+N_0 -переходом в кремнии n -типа проводимости была показана в [1]. Численное моделирование этого процесса, названного авторами SOS-эффектом (SOS-Semiconductor Opening Switch), было проведено в [2–4] и др. Моделирование, в частности, показало, что процесс обрыва нарастающего импульса обратного тока начинается с образования у n^+N_0 -границы узкой области электрического поля. Этот пик поля быстро достигает напряженности, близкой к пробивным значениям, но в дальнейшем его положение, а также амплитуда и ширина остаются практически неизменными. Затем формируется вторая область сильного поля в p' -слое. Этот домен сильного поля быстро расширяется в потоке свободных дырок, выносимых из плазмы, и именно он дает основной вклад в процесс обрыва тока и роста напряжения на SOS-структуре. К моменту достижения максимума напряжения на SOS-диоде в нем образуются две области сильного поля с амплитудой до $150\text{--}200\ \text{kV/cm}$: широкая в p' -слое и узкая у n^+N_0 -границы, разделенные областью шириной $50\text{--}60\ \mu\text{m}$, заполненной электронно-дырочной плазмой с концентрацией, примерно на порядок превышающей уровень легирования. Таким образом, в момент переключения тока в параллельно подключенную нагрузку, p^+N_0 -переход и большая часть N_0 -базы остаются залитыми высококонцентрированной плазмой. На финальной стадии процесса обрыва тока плазма выносится из базовой области, и p^+N_0 -переход запирается.

SOS-диоды являются мощными полупроводниковыми ключами размыкающего типа, работающими совместно с индуктивными накопителями энергии в высоковольтных генераторах импульсов наносекундной длительности. С практической точки зрения важными параметрами SOS-диодов являются: максимальное импульсное напряжение, плотность разрываемого тока, время переключения, а также коммутационные потери. Все эти параметры зависят от длительности, амплитуды и формы импульсов прямого и обратного тока, характеристик индуктивного накопителя и импеданса нагрузки. Однако в первую очередь эти параметры зависят от конструкции полупроводниковой структуры SOS-диода.

Детальный анализ процесса обрыва тока и дальнейшие исследования, выполненные в нашей лаборатории, выявили эффекты, непосредственно влияющие на эффективность SOS-диода как высоковольтного быстродействующего ключа.

Как уже было отмечено, в процессе обрыва тока SOS-диодом вблизи n^+N_0 -границы и в p' -слое возникают два плазменных фронта и два расширяющихся домена сильного поля, перемещающиеся навстречу друг другу. При этом домен, сформировавшийся в p' -слое, движется значительно быстрее вследствие разницы подвижностей электронов и дырок в кремнии. В результате домены встречаются вблизи N_0n^+ -границы, т.е. на расстоянии нескольких десятков μm от p^+N_0 -перехода. К этому моменту пик напряжения на нагрузке уже сформирован, однако для завершения процесса обрыва тока и восстановления запирающих свойств диода необходимо удалить подвижные носители из области p^+N_0 -перехода и восстановить квазинейтральность во всей базовой области. Требуемый для этого перенос носителей через области сильного поля приводит к дополнительным ком-

мутационным потерям и затягиванию процесса обрыва тока. Оптимальной же с точки зрения восстановления является структура, в которой плазменные фронты встречались бы непосредственно на $p-n$ -переходе SOS-диода.

Действительно к моменту достижения максимума напряжения на нагрузке большая часть базовой области и $p-n$ -переход остаются залитыми плазмой. Последующий вынос этой плазмы через области сильного поля дает существенный вклад в общие потери. Электроны выносятся через область сильного поля у n^+N_0 -границы, а дырки через область сильного поля в p' -слое. Коммутационные потери пропорциональны произведению плотности тока проводимости на напряженность электрического поля:

$$E_{\text{loss}} = S \iint (J_n(x, t) + J_p(x, t)) E(x, t) dx dt,$$

где S — площадь SOS-диода, $J_n(x, t)$ и $J_p(x, t)$ — плотности электронного и дырочного тока соответственно; $E(x, t)$ — распределение электрического поля в SOS-диоде.

Изменение профиля легирования SOS-диода и переход на кремний p -типа существенно улучшает ситуацию. Такая $p^+P_0n^+$ -структура, названная p -SOS-диодом, была предложена в [5]. В пластину кремния p -типа проводимости с толщиной $\sim 210 \mu\text{m}$ и удельным сопротивлением $\rho \approx 30-60 \Omega \cdot \text{cm}$ с противоположных сторон проводится диффузия бора и фосфора с поверхностной концентрацией до 10^{20}cm^{-3} на глубину порядка $70 \mu\text{m}$, а ширина базовой области P_0 составляет $60-80 \mu\text{m}$. В работе [5] было экспериментально подтверждено наличие SOS-эффекта в диодах на базе кремния p -типа. p -SOS-диоды показали меньшее время переключения и существенно меньшие коммутационные потери по сравнению с SOS-диодами на базе n -кремния (n -SOS-диоды).

Численное моделирование процесса обрыва обратного тока высокой плотности в такой $p^+P_0n^+$ -структуре, проведенное в [6], показало, что этот процесс, как и в $p^+p'N_0n^+$ -структуре SOS-диода, начинается с образования в n^+ -слое у P_0n^+ -перехода узкой области сильного поля. Этот пик поля быстро достигает величины $\sim 150 \text{kV/cm}$, после чего его форма и величина меняются медленно, т.е. правый плазменный фронт медленно перемещается к P_0n^+ -переходу. В это время вблизи p^+P_0 -границы формируется быстро расширяющаяся область сильного поля, приводящая к возрастанию сопротивления диодной структуры и перебою тока в нагрузку. Левый плазменный фронт быстро пробегает по P_0 -базе, удаляя из нее накопленную плазму. Фронты встречаются вблизи P_0n^+ -перехода, после чего начинается быстрое восстановление диода. Таким образом, время, необходимое для полного обрыва тока в таком приборе, определяется в основном временем пробега левого плазменного фронта по P_0 -базе, а также временем формирования области объемного заряда на

P_0n^+ -переходе. Момент восстановления p -SOS-диода сопровождается резким падением остаточного тока через него, что наблюдалось как в эксперименте, так и в модели. Однако численное моделирование показало, что в момент формирования выходного импульса на нагрузке и максимума напряжения на p -SOS-диоде между плазменными фронтами остается область P_0 -базы шириной порядка $30 \mu\text{m}$, заполненная плазмой. Так же как и в n -SOS-диоде, последующий вынос этой плазмы через области высокого поля ведет к дополнительным коммутационным потерям. Кроме того, избыточная толщина базы увеличивает время пробега плазменного фронта по ней и замедляет обрыв тока SOS-диодом.

Поэтому следующим логичным шагом по пути оптимизации структуры p -SOS-диода явилось соответствующее уменьшение толщины P_0 -базы. Экспериментальные результаты исследования такой структуры, а также численное моделирование динамики электронно-дырочной плазмы в ней представлены в настоящей работе.

Описание модели

Были исследованы оптимизированные p -SOS-диоды площадью 1mm^2 , изготовленные из кремниевых пластин толщиной $210 \mu\text{m}$ p -типа проводимости с $\rho = 60 \Omega \cdot \text{cm}$; p^+ -область была сформирована двумя последовательными диффузиями бора с поверхностными концентрациями и глубинами $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ и $90 \mu\text{m}$, $8 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ и $5 \mu\text{m}$ соответственно, а n^+ -область образована диффузией фосфора с поверхностной концентрацией $5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ и глубиной $90 \mu\text{m}$. Таким образом, ширина P_0 -базы составила $30 \mu\text{m}$. Профиль легирования исследованной $p^+P_0n^+$ -структуры и расчетная форма распределения электронно-дырочной плазмы в момент начала импульса

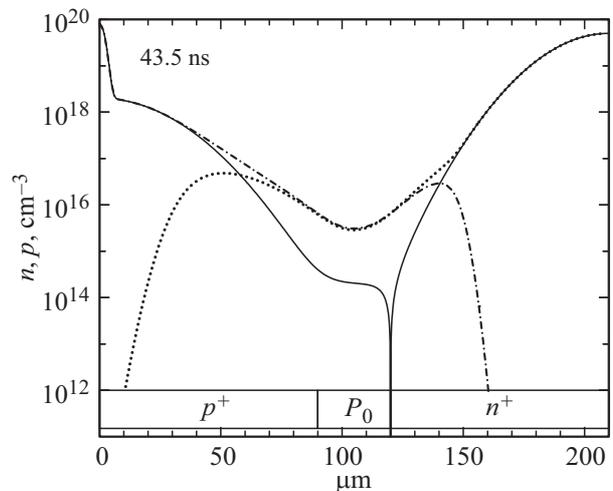


Рис. 1. Профиль легирования $p^+P_0n^+$ -структуры SOS-диода (—) и расчетная форма распределения электронов (...) и дырок (-.-.-) в плазме к моменту окончания импульса прямого тока.

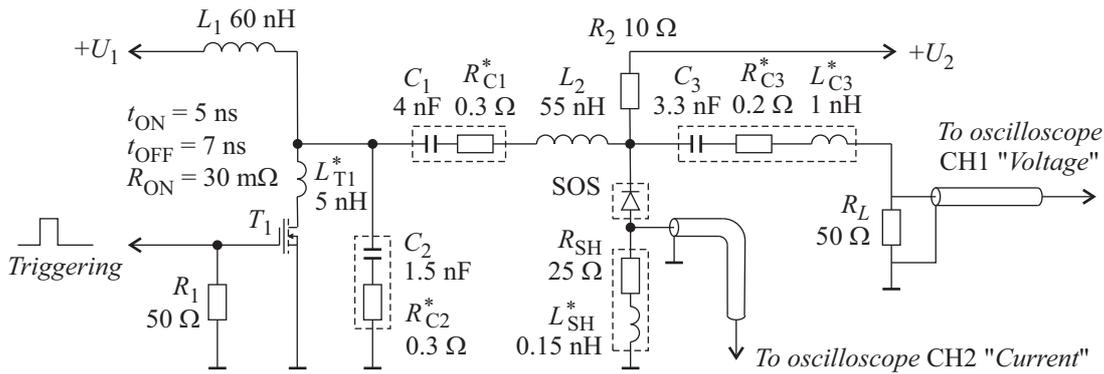


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема стенда для испытания SOS-диодов. Паразитные параметры соответствующих элементов обозначены *.

обратного тока после протекания импульса тока накачки показаны на рис. 1.

Моделирование выполнялось в программе Atlas пакета Silvaco путем совместного решения уравнений Кирхгофа для внешней эквивалентной электрической схемы и одномерной диффузионно-дрейфовой физической модели динамики электронно-дырочной плазмы в *p*-SOS-диоде. По сравнению с [6] был уточнен ряд параметров, входящих в схему компонентов, в том числе их паразитные параметры, учтена паразитная индуктивность шунта, измеряющего ток через *p*-SOS-диод, а также ограничение полосы пропускания измерительных трактов. Уточненная схема приведена на рис. 2, паразитные элементы отмечены знаком (*). Тщательное измерение параметров всех электронных компонентов, включая их паразитные параметры, было необходимо для получения не только качественного, но и количественного согласия расчета с экспериментом.

Аналогичным образом необходимо было тщательно подойти к построению и выбору параметров диффузионно-дрейфовой физической модели *p*-SOS диода.

Для расчета процессов динамики электронно-дырочной плазмы в *p*-SOS-диоде использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности, диффузионно-дрейфовых транспортных уравнений и уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} + G_n - R, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G_p - R,$$

$$J_n = eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + en\mu_n E, \quad J_p = -eD_p \frac{\partial p}{\partial x} + ep\mu_p E,$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} (p - n + N_d - N_a),$$

где n, p, N_d, N_a — концентрации свободных электронов, дырок, а также донорных и акцепторных примесей; J_n, J_p — плотности электронного и дырочного тока; G_n, G_p — скорости генерации электронов и дырок, рассчитываемые по модели Зельберхера; R — скорость рекомбинации, рассчитываемая по модели

Шокли–Рида–Холла; D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые в невырожденном полупроводнике в соответствии с соотношением Эйнштейна равны $\frac{kT}{e} \mu_n$ и $\frac{kT}{e} \mu_p$ соответственно; T_L — температура кристаллической решетки; μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок.

При расчете подвижности электронов и дырок учитывалась зависимость подвижности от электрического поля, рассеяние на колебаниях кристаллической решетки, электронно-дырочное рассеяние и рассеяние на ионизированных примесях. Для учета эффекта насыщения скорости носителей в сильных полях и соответственно уменьшения подвижности электронов и дырок была использована стандартная модель, предложенная в [7]. Эта модель обеспечивает плавный переход от слабых полей к сильным. Подвижность в слабых полях рассчитывалась по модели [8], которая является предпочтительной при высокой концентрации инжектированных носителей, характерной для силовых полупроводниковых приборов:

$$\mu_n = \mu_{n0} \left[1 + \left(\frac{\mu_{n0} E}{v_{sat}} \right)^2 \right]^{-0.5}, \quad \mu_p = \mu_{p0} \left[1 + \frac{\mu_{p0} E}{v_{sat}} \right]^{-1},$$

$$v_{sat} = \frac{2.4 \cdot 10^7}{1 + 0.8 \exp\left(\frac{T_L}{600}\right)},$$

$$\mu_{n0,p0} = \mu_{n,p}^L \left[\frac{1.025}{1 + (2.126 \frac{\mu_{n,p}^L}{\mu_{n,p}^I})^{0.715}} - 0.025 \right],$$

$$\mu_n^L = 1000 \left(\frac{T_L}{300} \right)^{-1.5}, \quad \mu_p^L = 500 \left(\frac{T_L}{300} \right)^{-1.5},$$

$$\mu_{n,p}^{IC} = \left(\frac{1}{\mu^C} + \frac{1}{\mu_{n,p}^I} \right)^{-1},$$

$$\mu^C = \frac{1.04 \cdot 10^{21} \left(\frac{T_L}{300} \right)^{1.5}}{\sqrt{np} \ln [1 + 7.45 \cdot 10^{13} \left(\frac{T_L}{300} \right)^2 (np)^{-1/3}]},$$

$$\mu_n^I = \frac{4.61 \cdot 10^{17} (T_L)^{1.5}}{N_T} f \left(\frac{1.52 \cdot 10^{15} (T_L)^2}{n + p} \right),$$

$$\mu_p^I = \frac{1 \cdot 10^{17} (T_L)^{1.5}}{N_T} f \left(\frac{6.25 \cdot 10^{14} (T_L)^2}{n + p} \right),$$

где $N_T = \sum_{i=1}^n |Z_i| N_i = N_d + N_a$ — полная концентрация ионизованных примесей; $f(x) = [\ln(1+x) - \frac{x}{1+x}]^{-1}$; вклад в подвижности электронов и дырок: $\mu_{n,p}^I$ — рассеяния на ионизованных примесях; μ^C — электронно-дырочного рассеяния; $\mu_{n,p}^L$ — рассеяния электронов и дырок на кристаллической решетке; $\mu_{n0,p0}$ — подвижности электронов и дырок при слабых полях; $\mu_{n,p}$ — подвижности с учетом эффекта насыщения скорости носителей в сильных полях.

Для расчета рекомбинации электронов и дырок была взята упрощенная модель Шокли-Рида-Холла, применение которой допустимо при высоких уровнях инжекции, характерных для силовых полупроводниковых приборов. В модели также была учтена зависимость времени жизни носителей от концентрации примесей [9–11]. Согласно используемой модели, скорость рекомбинации равна

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p [n + n_i \exp(\frac{E_t - E_i}{kT_L})] + \tau_n [p + n_i \exp(\frac{E_i - E_t}{kT_L})]},$$

$$\tau_n = \frac{\tau_{n0}}{1 + (\frac{N_T}{N_{SRHN}})}, \quad \tau_p = \frac{\tau_{p0}}{1 + (\frac{N_T}{N_{SRHP}})},$$

где $\tau_{n0} = \tau_{p0} = 10 \mu s$ — время жизни электронов и дырок в областях с низким уровнем легирования; $E_t - E_i = 0$ — разница в энергиях между уровнем в запрещенной зоне, созданным примесью или дефектами, через который идет рекомбинация, и уровнем Ферми; коэффициенты $N_{SRHN} = N_{SRHP} = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Для расчета процесса генерации носителей была использована локальная модель, предложенная Зельберхерром в [12], согласно которой скорости генерации носителей принимаются равными произведению коэффициентов ионизации α_n и α_p на плотности электронного и дырочного тока соответственно

$$G_n = \alpha_n J_n, \quad G_p = \alpha_p J_p,$$

$$\alpha_n = A_n \exp\left[-\frac{B_n}{E}\right], \quad \alpha_p = A_p \exp\left[-\frac{B_p}{E}\right].$$

Температурная зависимость скорости генерации учтена в коэффициентах

$$A_n = A_{n1} \left(1 + A_{nt} \left[\frac{T_L}{300} - 1 \right] \right),$$

$$B_p = B_{p1} \left(1 + B_{pt} \left[\frac{T_L}{300} - 1 \right] \right),$$

где $A_{n1} = 7.03 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $A_{nt} = 0.588$, $B_{n1} = 1.231 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$, $B_{nt} = 0.248$, $A_{p1} = 6.71 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $A_{pt} = 0.588$, $B_{p1} = 1.693 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$, $B_{pt} = 0.248$.

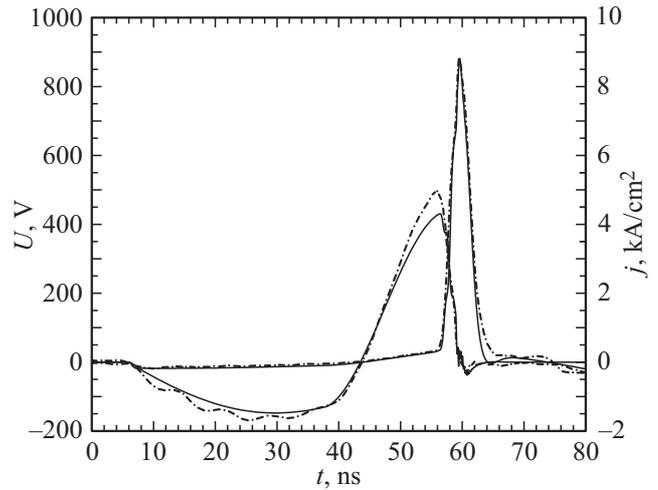


Рис. 3. Расчетные (—) и экспериментальные (· · · · ·) кривые прямого и обратного тока через *p*-SOS-диод, а также напряжения на параллельно подключенной нагрузке.

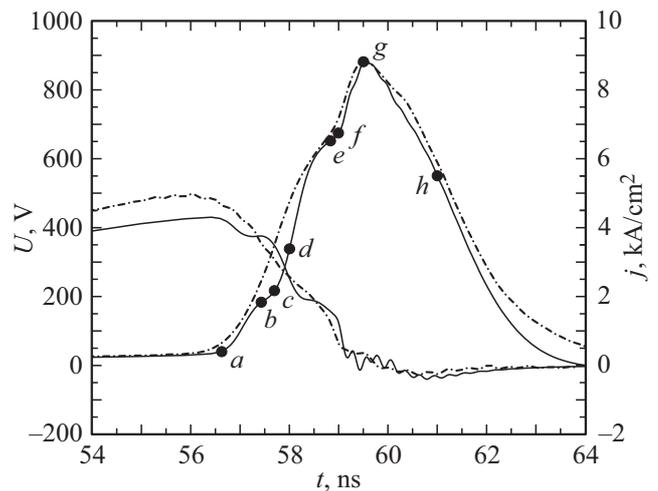


Рис. 4. Расчетные (—) и экспериментальные (· · · · ·) кривые обрыва тока *p*-SOS-диодом и формирования выходного импульса. Точками отмечены моменты времени, для которых приведен расчет распределения электронно-дырочной плазмы и электрического поля в структуре.

Результаты моделирования и сравнение с экспериментом

На рис. 3 показаны расчетные и экспериментальные формы импульсов прямого и обратного тока через исследуемую *p*-SOS-структуру, а также форма импульса напряжения на параллельно подключенной к диоду нагрузке $R = 50 \Omega$. Более подробно процесс обрыва тока показан на рис. 4. Совпадение расчета и эксперимента достаточно хорошее. Буквами на кривых отмечены моменты времени, для которых приведены расчетные распределения концентрации носителей и напряженности электрического поля (см. ниже рис. 5).

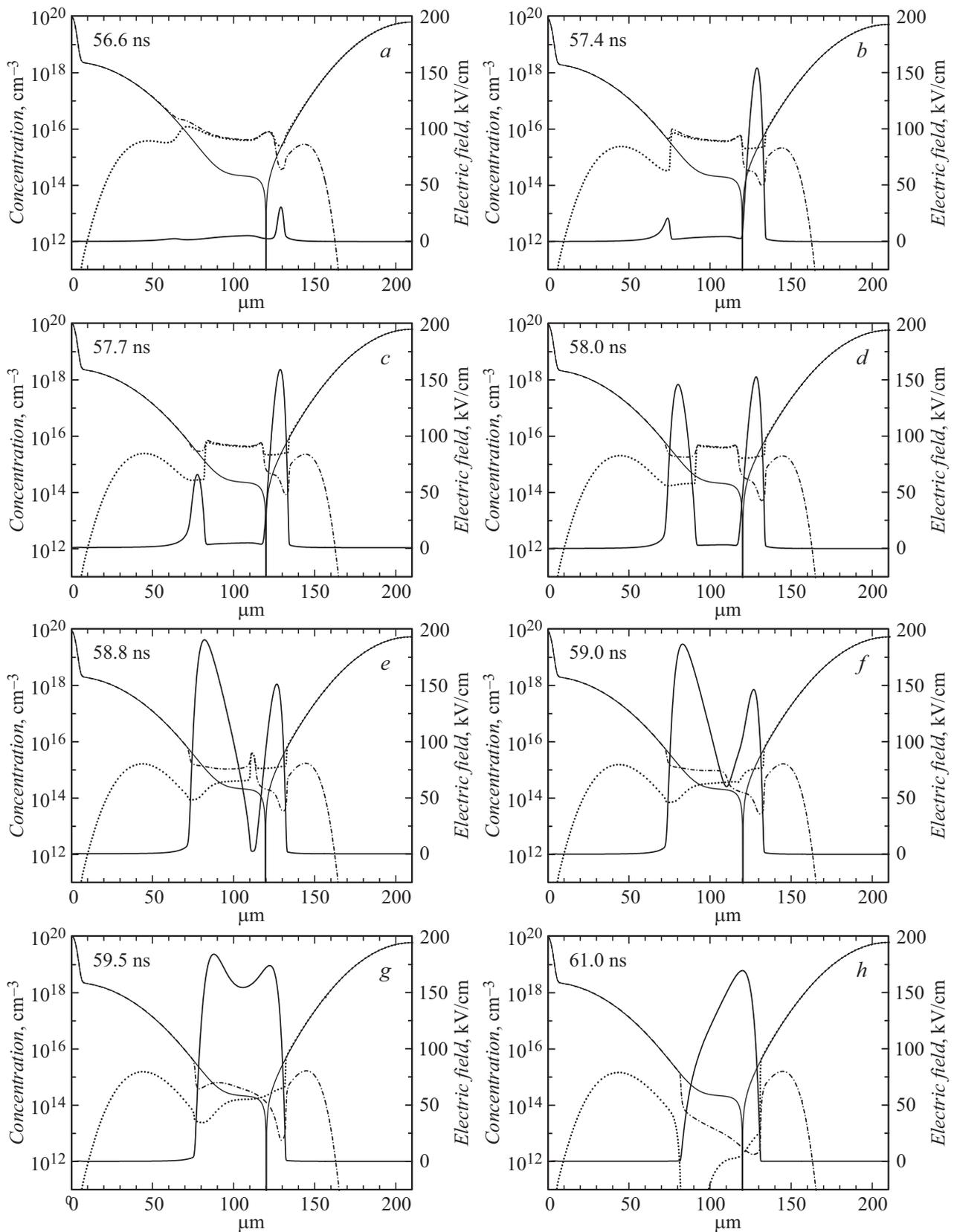


Рис. 5. Расчетные кривые распределения электронов (...) и дырок (- · - · -) в плазме, а также электрического поля (—) в p-SOS-диоде в различные моменты времени в процессе обрыва тока.

Как и n -SOS-диодах, процесс обрыва тока в p -SOS-диодах является многостадийным, что отражается в особенностях форм кривых тока и напряжения, наблюдаемых как экспериментально, так и при численном моделировании. Расчетные распределения электронно-дырочной плазмы и напряженности электрического поля в различные моменты времени показаны на рис. 5. На начальной стадии процесса обрыва тока базовая область залита высококонцентрированной плазмой, напряженность электрического поля в структуре невелика ($t = 56.6$ ns; точка a на рис. 4 и рис. 5, a). Аналогично с n -SOS-диодом первым возникает домен сильного поля в n^+ -области, который быстро достигает величины порядка $1.5 \cdot 10^5$ V/cm ($t = 57.4$ ns, точка b на рис. 4 и рис. 5, b), в то время как напряженность поля во втором домене в p^+ -области все еще не превышает $2 \cdot 10^4$ V/cm, т.е. ниже примерно на порядок. На этой стадии в нагрузку переключается только небольшая часть силового тока, а напряжение на p -SOS-диоде достигает примерно 20% от своей максимальной величины. Таким образом, на первой стадии переброс части силового тока в нагрузку происходит исключительно за счет возникновения и роста домена сильного поля в n^+ -области. На второй стадии процесса обрыва тока амплитуда и положение домена сильного поля в n^+ -области остаются практически неизменными, зато в p^+ -области быстро расширяется и растет по амплитуде второй домен сильного поля ($t = 57.7$ ns, точка c на рис. 4 и рис. 5, c ; $t = 58.0$ ns, точка d на рис. 4 и рис. 5, d). На этой стадии большая часть тока переходит в нагрузку, а напряжение выходного импульса достигает порядка 70% от своего максимума. Продолжительность этой стадии определяется временем, необходимым для пробега плазменного фронта по P_0 -базе, и именно эта стадия дает наибольший вклад в длительность фронта выходного импульса. В момент $t = 58.8$ ns (точка e на рис. 4 и 5, e) плазменные фронты смыкаются вблизи P_0n^+ -перехода, и начинается третья стадия процесса обрыва тока, на которой домены сильного поля, имеющие форму, близкую к треугольной, перестраиваются в один общий домен сильного поля, имеющий квазипрямоугольный профиль распределения поля ($t = 59.0$ ns, точка f на рис. 4 и 5, f ; $t = 59.5$ ns, точка g на рис. 4 и 5, g). Квазипрямоугольный профиль поля позволяет получить дополнительный выигрыш в амплитуде выходного импульса и напряжении на p -SOS-структуре, значительно превышающее напряжение статического пробоя P_0n^+ -перехода. На этой стадии большая часть плазмы оказывается вынесенной из базовой области и области P_0n^+ -перехода, ток через диод резко падает и полностью переходит в нагрузку. Напряжение на p -SOS-диоде достигает максимальной величины 900 V. На этом формирование выходного импульса завершается, напряжение на диоде падает, а на P_0n^+ -переходе формируется область объемного заряда с квазитрехугольным распределением электрического поля, характерным для обратномещенного диода ($t = 61.0$ ns, точка h на рис. 4 и 5, h).

Следует отметить, что для всех исследованных SOS-структур образование узкой области сильного поля в n -слое всегда начинается раньше образования широкой основной области сильного поля в p -слое. Это несколько затягивает процесс обрыва тока и увеличивает коммутационные потери.

Параметры процесса выключения (пиковое напряжение и время обрыва тока), приведенные в настоящей работе, скорее всего, близки к предельным для исследованных $p^+P_0n^+$ -структур, поскольку пиковое значение напряженности поля в ходе процесса достигает величины $\sim 2 \cdot 10^5$ V/cm, выше которой начинается лавинный пробой. Эксперименты показывают, что разрушения структуры при этом не происходит, но интенсивная генерация электронно-дырочной плазмы приводит к затягиванию процесса обрыва тока, а также ограничению амплитуды и расширению выходного импульса напряжения на нагрузке. Для приведенной на рис. 3 предельной осциллограммы процесса выключения $p^+P_0n^+$ -структуры пиковая плотность тока составляет 5 kA/cm², время нарастания тока фронта выходного импульса около 2.3 ns, а пиковое напряжение на нагрузке 900 V, т.е. пиковая коммутируемая мощность $4.5 \cdot 10^6$ W/cm².

Заключение

В настоящей работе исследована $p^+P_0n^+$ -структура SOS-диода с P -базой, уменьшенной до оптимальной толщины. Исследование проводилось как экспериментально, так и методом численного моделирования. Построена одномерная диффузионно-дрейфовая модель динамики электронно-дырочной плазмы, дающая хорошее согласие с экспериментом. Уменьшение толщины P -базы по сравнению со структурой, описанной в [6], позволило повысить амплитуду выходного импульса в два раза при той же плотности коммутируемого тока. Это было достигнуто за счет существенного снижения коммутационных потерь, а также за счет формирования в процессе обрыва тока области сильного электрического поля квазипрямоугольной формы на P_0n^+ -переходе. В результате были сформированы выходные импульсы напряжения с амплитудой, существенно превышающей напряжение статического пробоя P_0n^+ -перехода p -SOS диода. Этот эффект наблюдается впервые для высоковольтных полупроводниковых ключей размыкающего типа и требует дополнительного детального исследования.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

Список литературы

- [1] Котов Ю.А., Месяц Г.А., Рукин С.Н., Филатов А.А. // ДАН. 1993. Т. 330. Вып. 3. С. 315–317.
- [2] Рукин С.Н., Цыранов С.Н. // ФТП. 2009. Т. 43. Вып. 7. С. 989–995.

- [3] Любутин С.К., Рукин С.Н., Словиковский Б.Г., Цыранов С.Н. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 4. С. 535–543.
- [4] Engelko A., Bluhm H. // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. N 10. P. 5828–5836.
- [5] Грехов И.В., Люблинский А.Г., Белякова Е.И. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 3. С. 106–109.
- [6] Подольская Н.И., Люблинский А.Г., Грехов И.В. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 12. С. 1790–1793.
- [7] Caughey D.M., Thomas R.E. // Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. P. 2192–2193.
- [8] Dorkel, J., Leturcq Ph. // Solid State Electron. 1981. Vol. 24. P. 821–825.
- [9] Roulston D.J., Arora N.D., Chamberlain S.G. // IEEE Tr. Electron. Dev. 1982. Vol. 29. P. 284–291.
- [10] Law M.E. et al. // IEEE Electron. Dev. Lett. 1991. Vol. 12. N 8. P. 401–403.
- [11] Fossum J.G., Lee D.S. // Solid State Electron. 1982. Vol. 25. P. 741–747.
- [[12] Selberherr S. // Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. Wien, NY.: Springer-Verlag, 1984. 296 p.