

Пикосекундное переключение высоковольтных обратносмещенных $p^+ - n - n^+$ -структур в проводящее состояние при импульсном освещении

© А.С. Кюрегян[†]

Всероссийский электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия

(Получена 14 апреля 2014 г. Принята к печати 30 апреля 2014 г.)

Построена аналитическая теория пикосекундного переключения высоковольтных обратносмещенных $p^+ - n - n^+$ -структур в проводящее состояние при воздействии импульсного освещения и проведено численное моделирование этого процесса. Объединение результатов теории и моделирования позволило получить простые соотношения между параметрами структуры, светового импульса, внешней цепи и основными характеристиками процесса — амплитудой импульса тока активной нагрузки и длительностью процесса коммутации.

1. Введение

Изучение мощных субнаносекундных полупроводниковых коммутаторов, управляемых короткими импульсами оптического излучения, началось более 40 лет назад [1,2] и продолжается до сих пор (см., например, [3–5]). В большинстве экспериментов в качестве полупроводникового элемента использовались однородные высокоомные кристаллы или пленки с омическими контактами (т.е. по сути дела — фотосопротивления), встроенные в разрыв микрополосковой линии. Предельная простота конструкции оказалась весьма привлекательной для многих исследователей, продемонстрировавших уникальные возможности таких приборов. Однако недостаточно высокое темновое сопротивление сильно ограничивает предельную напряженность поля при постоянном смещении и, вследствие этого, требует применения импульсных источников питания. Этого недостатка фотосопротивлений лишены высоковольтные фотодиоды, в которых и при постоянном смещении легко достижимы напряженности поля, близкие к пробивным. Первые эксперименты с фотодиодными коммутаторами были описаны в статьях [6–8], но дальнейшего развития эти работы не получили. Вероятной причиной этого является то, что теория процесса коммутации высоковольтных фотодиодов, необходимая для их проектирования по сути дела отсутствует. Единственное известное нам исследование [9] посвящено лишь заключительной стадии процесса коммутации, во время которой практически все напряжение, блокируемое до подачи управляющего импульса, уже перераспределилось на нагрузку. Начальная же стадия, определяющая быстрдействие коммутатора, насколько нам известно, не изучалась. Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

2. Модель фотодиода

В качестве модели для анализа процесса коммутации мы используем кремниевую $p^+ - n - n^+$ -структуру

площадью S_d , схематически изображенную на рис. 1, а. На торцевые поверхности структуры наложены два металлических электрода: сплошной со стороны n^+ -слоя и кольцевой со стороны p^+ -слоя. Центральная область поверхности p^+ -слоя площадью S_0 открыта для проникновения управляющего импульса оптического излучения внутрь структуры. Будем считать, что:

- n -слой однородно легирован донорами с концентрацией N_d (рис. 1, б), достаточно малой для того, чтобы при начальном обратном смещении структуры U_0 истощенная область с сильным электрическим полем E занимала всю базу (рис. 1, в);
- концентрации доноров N_d^+ и акцепторов N_a^+ в тонких n^+ - и p^+ -слоях столь велики, что их можно рассматривать как продолжение металлических электродов¹;
- толщина n -слоя d много меньше его поперечных размеров;
- управляющее оптическое излучение падает перпендикулярно поверхности окна и освещает его однородно.

Эквивалентная схема генератора, состоящего из линии передачи с волновым сопротивлением ρ , один из концов которой подключен к источнику напряжения U_0 через коммутатор, а другой замкнут активным сопротивлением R_L , изображена на рис. 2. До подачи управляющего оптического импульса сопротивление фотодиода на много порядков больше $R_L = \rho$, так что его емкость $C_d = \varepsilon S_d / d$ (ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника) заряжена до напряжения U_0 , а ток нагрузки близок к нулю. После начала освещения фотодиода его сопротивление резко уменьшается, емкость C_d начинают разряжаться, в результате чего все большая часть внешнего смещения падает на нагрузку, через которую начинает протекать возрастающий со временем ток $I_L(t)$. В этом по сути дела и заключается процесс

¹ Наибольшая ошибка при этом связана с пренебрежением продольным сопротивлением p^+ -слоя R_s в окне фотодиода. Для круглого окна разность потенциалов между его центром и краем, обусловленная протеканием тока с плотностью J , как легко убедиться, равна $\rho_s J S_0 / 4\pi$, где ρ_s — поверхностное сопротивление p^+ -слоя. Поэтому $R_s \approx \rho_s / 4\pi = 0.1 - 0.5$ Ом для типичных значений ρ_s , тогда как обычное значение R_L на 2–3 порядка больше.

[†] E-mail: ask@vei.ru

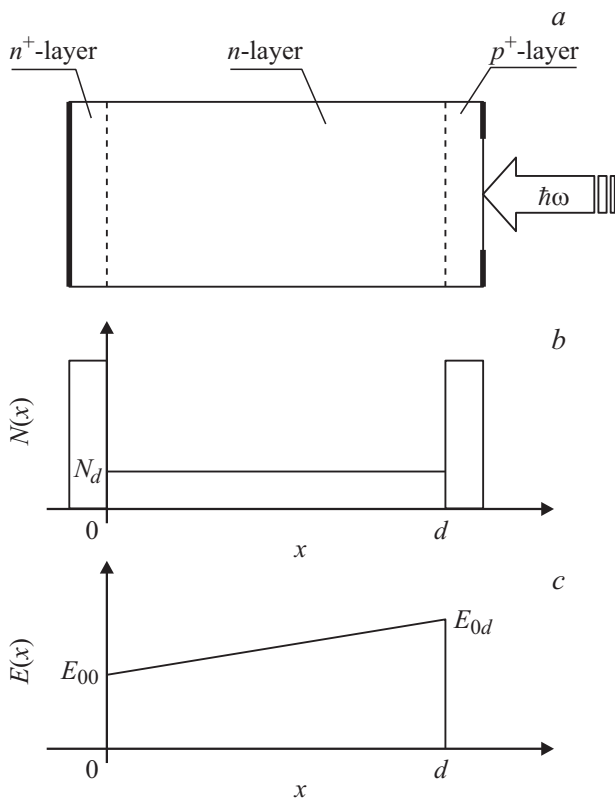


Рис. 1. Схематическое изображение конструкции фотодиодного коммутатора (а), распределение легирующих примесей (b) и электрического поля до начала коммутации (с).

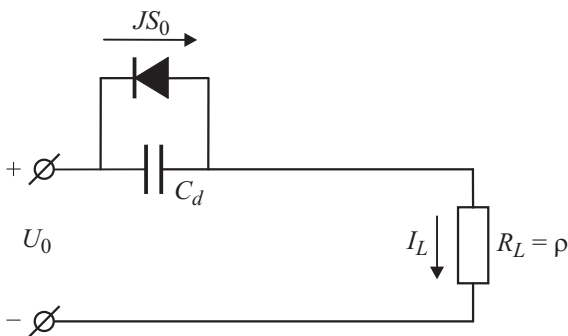


Рис. 2. Эквивалентная схема, использованная для описания процесса коммутации. J — полная плотность тока в освещенной области фотодиода площадью S_0 .

коммутации. Для его описания на качественном уровне можно считать, что в результате освещения емкость фотодиода мгновенно шунтируется проводящим каналом с постоянным линейным сопротивлением R_d . Тогда ток нагрузки начнет возрастать по закону

$$I_L(t) = \frac{U_0}{R_L + R_d} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (1)$$

где $\tau = C_d R_L R_d / (R_L + R_d)$. Однако при расчете ампер-секундной характеристики реального коммутатора необходимо учитывать, что длительность t_0 импульса света

конечна, а эффективное сопротивление R_d освещенной части фотодиода нелинейно и непостоянно.

Для решения этой задачи мы воспользуемся обобщенным соотношением Шокли–Рамо [10–12], согласно которому в нашем случае ток через нагрузку равен

$$I_L = S_0 \bar{j} + C_d \frac{dU}{dt}, \quad (2)$$

где $U = (U_0 - I_L R_L)$ — мгновенное падение напряжения на диоде,

$$\bar{j} = \frac{1}{d} \int_0^d j \, dx, \quad (3)$$

$j = j_n + j_p$ — плотность тока электронов и дырок в освещенной области n -слоя. Соотношение (2) можно переписать в виде простого уравнения²,

$$\tau_d \frac{dI_L}{dt} + I_L = S_0 \bar{j}, \quad (4)$$

для искомой ампер-секундной характеристики $I_L(t)$, решение которого с очевидным начальным условием $I_L(0) = 0$ имеет вид

$$I_L(\theta) = S_0 \int_0^\theta \bar{j}(\theta') \exp(\theta' - \theta) d\theta', \quad (5)$$

где введено безразмерное время $\theta = t/\tau_d$, $\tau_d = R_L C_d$. Формула (5) описывает процесс коммутации в общем виде и сводит задачу к вычислению $\bar{j}(t)$. Ее можно найти, зная распределения электронов, дырок и электрического поля в освещенной области n -слоя.

3. Аналитическая теория процесса коммутации

При сделанных выше предположениях распределения рожденных светом носителей заряда в истощенном слое описываются одномерными уравнениями непрерывности

$$\frac{dn}{dt} - \frac{1}{q} \frac{dj_n}{dx} = G, \quad \frac{dp}{dt} + \frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = G \quad (6)$$

с граничными и начальными условиями

$$n(d, t) = p(0, t) = 0, \quad (7)$$

$$n(x, 0) = p(x, 0) = 0. \quad (8)$$

В дрейфовом приближении плотности токов проводимости $j_{n,p}$ равны

$$j_n = qn v_n, \quad j_p = qp v_p, \quad (9)$$

где q — заряд электрона, n и p — концентрации электронов и дырок, v_n и v_p — их дрейфовые скорости, G — скорость генерации пар в истощенном слое.

² Оно представляет собой обобщение уравнения (2) из работы [13].

Аналитическое решение этой задачи можно получить, предполагая, что во всей базе напряженность поля E превосходит пороговое значение $E_s \approx 15$ кВ/см, выше которого дрейфовые скорости перестают зависеть от E . Для практически наиболее интересного случая, когда начальное смещение U_0 близко к напряжению пробоя структуры U_B , а поле E_{0d} — к пробивному значению $E_B \approx 150$ кВ/см, это предположение оправдано в течение почти всего процесса коммутации в силу неравенства $E_B \gg E_s$. Тогда уравнения непрерывности можно решать независимо от уравнения Пуассона и внешней цепи. Результат удобно представить в виде формул

$$p(x, t) = \int_{T_p}^t G[x - v_p(t - t'), t'] dt',$$

$$n(x, t) = \int_{T_n}^t G[x + v_n(t - t'), t'] dt', \quad (10)$$

справедливость которых нетрудно проверить простой подстановкой в (6). Нижние пределы интегрирования в (10), определяемые равенствами

$$T_p = \max(0, t - x/v_p), \quad T_n = \max[0, t - (d - x)/v_n],$$

появились вследствие граничных условий (7) и условия $G(x, t) = 0$ при $t < 0$.

Если оптическое излучение представляет собой плоскую волну, падающую на фотодиод вдоль оси x , то скорость генерации пар можно представить в виде

$$G(x, t) = G_0 f(t) e^{\kappa x}, \quad (11)$$

где

$$G_0 = P_{ph} \frac{\kappa(1 - R_{ph})}{\hbar\omega S_0} e^{-\kappa(d+x_j)},$$

P_{ph} — пиковая мощность импульса, $\hbar\omega$ — энергия кванта, κ — коэффициент поглощения света в полупроводнике, R_{ph} — коэффициент отражения света от поверхности окна фотодиода, x_j — толщина p^+ -слоя, а $f(t)$ — функция, описывающая форму управляющего импульса. При написании (11) мы пренебрегли отражением света от тылового контакта, возможной (например, вследствие эффекта Франца-Келдыша) зависимостью κ от координаты и лавинным размножением носителей заряда. В дальнейшем для определенности будем считать импульс излучения прямоугольным: $f(t) = 1$ при $0 < t < t_0$ и $f(t) = 0$ при других t . Подставляя (11) в (10), можно получить следующие распределения электронов и дырок в базе при $0 < t < t_0$:

$$p(x, t) = \frac{G_0}{\kappa v_p} \begin{cases} (e^{\kappa x} - 1) & \text{при } 0 < x < v_p t, \\ (1 - e^{-\kappa v_p t}) e^{\kappa x} & \text{при } v_p t < x < d. \end{cases} \quad (12)$$

$$n(x, t) = \frac{G_0}{\kappa v_n} \begin{cases} (e^{\kappa d} - e^{\kappa x}) & \text{при } d - v_n t < x < d, \\ (e^{\kappa v_n t} - 1) e^{\kappa x} & \text{при } 0 < x < d - v_n t. \end{cases} \quad (13)$$

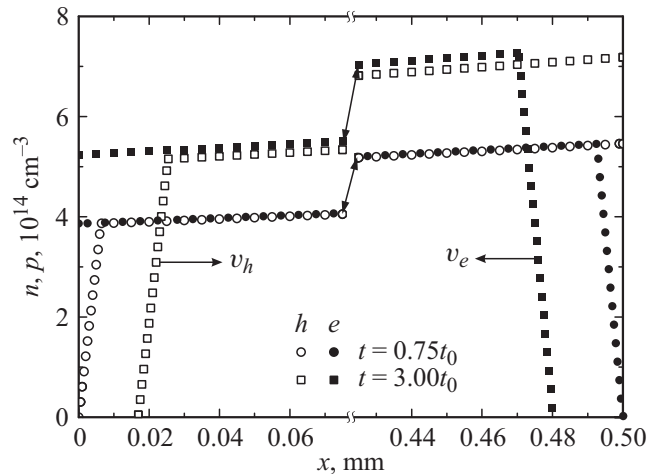


Рис. 3. Распределения электронов e и дырок h в n -слое фотодиода в моменты времени $t = 0.75t_0$ и $t = 3.0t_0$ после начала освещения импульсом света с энергией $W_{ph} = 1.95$ мкДж и длительностью $t_0 = 100$ пс.

и при $t > t_0$:

$$p(x, t) = \frac{G_0}{\kappa v_p} \times \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < x < v_p(t - t_0), \\ [e^{\kappa x - \kappa v_p(t - t_0)} - 1] & \text{при } v_p(t - t_0) < x < v_p t, \\ (e^{-\kappa v_p t_0}) e^{\kappa x - \kappa v_p t} & \text{при } v_p t < x < d. \end{cases} \quad (14)$$

$$n(x, t) = \frac{G_0}{\kappa v_n} \times \begin{cases} 0 & \text{при } d - v_n(t - t_0) < x < d, \\ [e^{\kappa d} - e^{-\kappa x + \kappa v_n(t - t_0)}] & \text{при } d - v_n t < x < d - v_n(t - t_0), \\ (1 - e^{-\kappa v_n t_0}) e^{\kappa x + \kappa v_n t} & \text{при } 0 < x < d - v_n t. \end{cases} \quad (15)$$

Пример таких распределений приведен на рис. 3. Они, как и все последующие количественные результаты и оценки, иллюстрирующие процесс коммутации, получены для кремниевых диодов при следующих значениях параметров: $d = 0.5$ мм, $N_d = 10^{13}$ см $^{-3}$, $S_d = 10$ мм 2 , $S_0 = 6$ мм 2 , $U_0 = 6$ кВ, $R_L = 50$ Ом, $\tau_d = 106$ пс, $\hbar\omega = 1.16$ эВ, $\kappa = 7$ см $^{-1}$, $R_{ph} = 0.5$.

Подстановка (9), (12)–(15) в (3) дает среднюю плотность тока проводимости:

$$\bar{j}(t) = \frac{qG_0}{\kappa^2 d} \times \begin{cases} 1 - \kappa v_p t - e^{\kappa v_n t} + (1 + \kappa v_n t - e^{-\kappa v_p t}) e^{\kappa d} & \text{при } 0 < t < t_0, \\ \kappa v_n t_0 e^{\kappa d} - (1 - e^{-\kappa v_n t_0}) e^{\kappa v_n t} - \kappa v_p t_0 (e^{\kappa v_p t_0} - 1) e^{\kappa d - \kappa v_p t} & \text{при } t_0 < t. \end{cases} \quad (16)$$

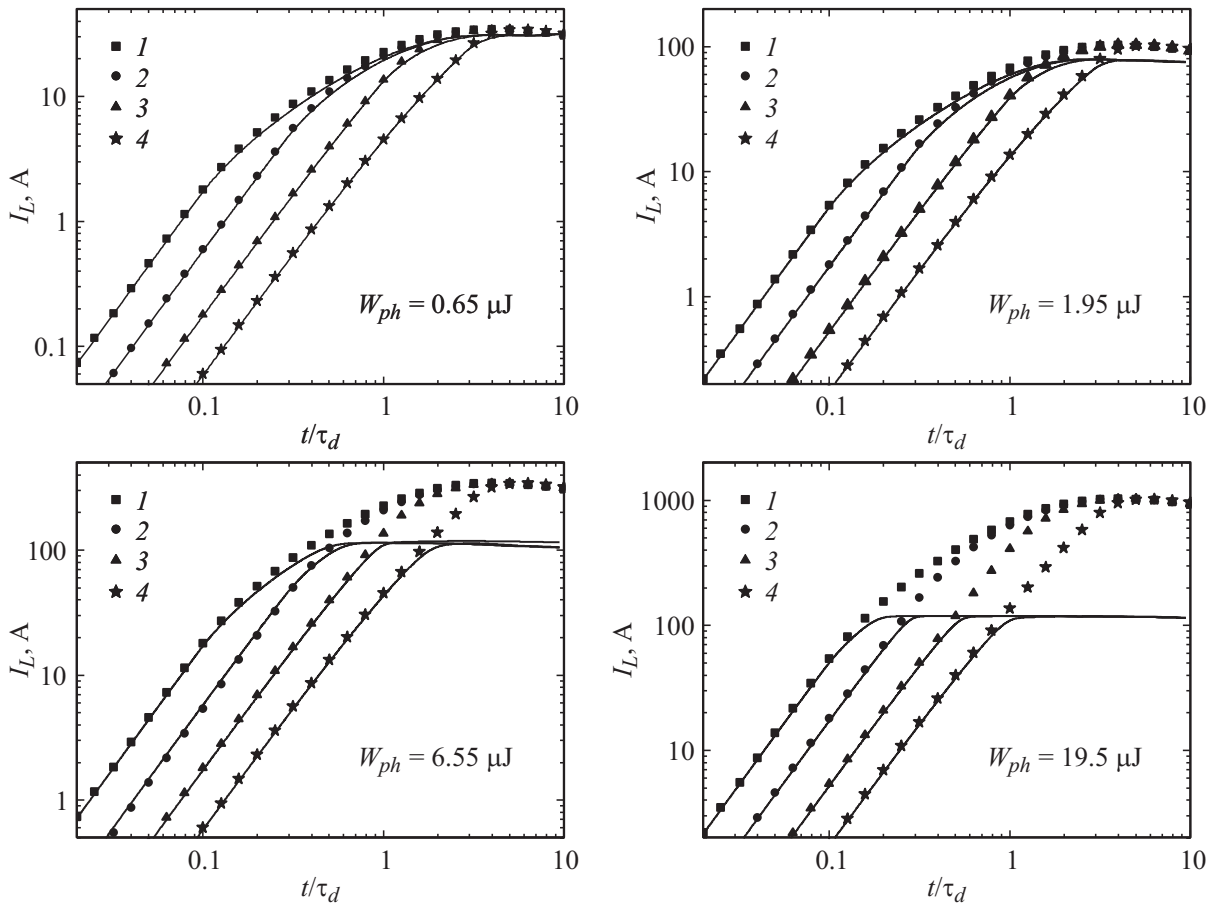


Рис. 4. Ампер-секундные характеристики кремниевого фотодиода в цепи с активной нагрузкой $R_L = 50$ Ом после начала воздействия импульсного освещения при различных энергиях W_{ph} и длительностях t_0 импульса: $t_0 = 0.1\tau_d$ (1); $0.3\tau_d$ (2); $1.0\tau_d$ (3); $3.0\tau_d$ (4). Символы — расчет по формуле (18), линии — результаты численного моделирования.

Наибольший практический интерес представляет случай быстрой коммутации, происходящей за время, много меньшее времени $t_{np} = d/(v_n + v_p)$ пролета электронов и дырок через базу под действием короткого ($t_0 \ll t_{np}$) импульса не очень сильно поглощаемого излучения ($\kappa d \leq 1$). В этом случае можно разложить экспоненты в формуле (16) в ряд по малости величин $\kappa v_n p t$, что дает

$$\bar{j}(t) = \frac{W_{ph}}{S_0 U_{\omega} t_{np}} \begin{cases} \theta \left(1 - \mu \frac{\theta}{2}\right) & \text{при } \theta < \theta_0, \\ \theta_0 \left[1 - \mu \left(\theta - \frac{\theta_0}{2}\right)\right] & \text{при } \theta > \theta_0. \end{cases} \quad (17)$$

где $W_{ph} = P_{ph} t_0$ — энергия импульса света, $\theta_0 = t_0/\tau_d$,

$$U_{\omega}^{-1} = \frac{q}{\hbar \omega} (1 - R_{ph}) e^{-\kappa x} (1 - e^{-\kappa d}),$$

$$\mu = \frac{\kappa \tau_d}{e^{\kappa d} - 1} \frac{v_n^2 + v_p^2 e^{\kappa d}}{v_n + v_p} \approx \frac{\tau_d}{t_{np}}.$$

Подстановка (17) в (5) приводит после интегрирования к искомой зависимости тока нагрузки от времени в виде

$$I_L(\theta) = \frac{W_{ph}}{U_{\omega} t_{np}} \times \begin{cases} \frac{1+\mu}{\theta_0} (\theta - 1 + e^{-\theta}) - \frac{\mu \theta^2}{2\theta_0} & \text{при } \theta < \theta_0, \\ (1+\mu) \left(1 - \frac{e^{\theta_0} - 1}{\theta_0} e^{-\theta}\right) - \mu \left(\theta - \frac{\theta_0}{2}\right) & \text{при } \theta > \theta_0. \end{cases} \quad (18)$$

Результаты расчетов по этим формулам для нескольких значений t_0 и W_{ph} приведены на рис. 4. Нетрудно убедиться, что при $t < t_{n,p}$ выполняется неравенство $(1+\mu)(1 - e^{-\theta}) > \mu\theta$, поэтому функция $I_L(\theta)$ достигает максимального значения

$$\tilde{I} \equiv I_L(\tilde{\theta}) = \frac{W_{ph}}{U_{\omega} t_{np}} \left[1 - \mu \ln \left(\frac{1+\mu}{\mu} \frac{2}{\theta_0} \operatorname{sh} \frac{\theta_0}{2}\right)\right] \approx \frac{U_0}{R_L} \frac{W_{ph}}{W_0} \quad (19)$$

в момент времени

$$\tilde{\theta} = \ln \left[\frac{1+\mu}{\mu \theta_0} (e^{\theta_0} - 1) \right] > \max(1, \theta_0), \quad (20)$$

где

$$W_0 = \frac{U_0 U_{\omega t_{np}}}{R_L} \left[1 - \mu \ln \left(\frac{1 + \mu}{\mu} \right) \right]^{-1}.$$

Последнее приближенное равенство в (19) справедливо, так как вследствие малости μ второе слагаемое в (19) практически не зависит от θ_0 вплоть до $\theta_0 = 10$ при актуальных значениях остальных параметров. Полученные формулы описывают так называемый линейный режим коммутации, при котором амплитуда тока пропорциональна энергии импульса света и не зависит от напряжения U_0 . Последняя особенность фотодиодного коммутатора обусловлена независимостью дрейфовых скоростей электронов и дырок от напряженности поля. Так как ток нагрузки не может быть больше U_0/R_L , то для реализации линейного режима, во всяком случае, необходимо выполнение неравенства $W_{ph} < W_0 \approx 2.4$ мкДж. Более точную оценку можно получить, зная распределение электрического поля в освещенной области n -слоя. Для того мы используем вместо уравнения Пуассона закон сохранения полного тока:

$$J = j + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (21)$$

$dJ/dx = 0$. Из (2), (4) и (21) нетрудно получить дифференциальное уравнение

$$\varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\tau_d}{S_d} \frac{dI_L}{dt} + \bar{j} - j, \quad (22)$$

решение которого имеет вид

$$E(x, t) - E(x, 0) \equiv \Delta E(x, t) = \frac{1}{\varepsilon} \left[\int_0^t (\bar{j} - j) dt' - \tau_d \frac{I_L}{S_d} \right], \quad (23)$$

где $E(x, 0) = U_0/d + qN_d(x - d/2)/\varepsilon$ — начальное распределение поля в n -слое. Подстановка в (23) соотношений (12)–(15) и (17), (18) приводит после интегрирования к нужным нам³ распределениям поля в области $v_p t < x < (d - v_n t)$ и значениям в плоскостях $x = 0$, $x = d$:

$$\Delta E(x, t) = \frac{W_{ph} R_L}{U_{\omega t_{np} d}} \times \begin{cases} \frac{\theta^2}{2\theta_0} F(x, t) - \frac{S_0}{S_d} (1 + \mu) \frac{\theta - 1 + e^{-\theta}}{\theta_0} & \text{при } t < t_0, \\ \left(\theta - \frac{\theta_0}{2} \right) F(x, t) - \frac{S_0}{S_d} (1 + \mu) \left(1 - \frac{e^{\theta_0} - 1}{\theta_0} e^{-\theta} \right) - \\ - \mu \frac{\theta}{2} (\theta - \theta_0) & \text{при } t > t_0, \end{cases} \quad (24)$$

$$F(x, t) = 1 + \mu \frac{S_0}{S_d} - \frac{v_n H(d - v_n t - x) + v_p H(x - v_p t)}{v_n + v_p} \frac{\kappa d e^{\kappa x}}{e^{\kappa d} - 1},$$

где $H(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Пример таких распределений поля приведен на рис. 5, а за-

³ Мы не приводим распределения поля в областях $0 < x < v_p t$ и $(d - v_n t) < x < d$, так как они описываются очень громоздкими формулами, а в дальнейшем не используются.

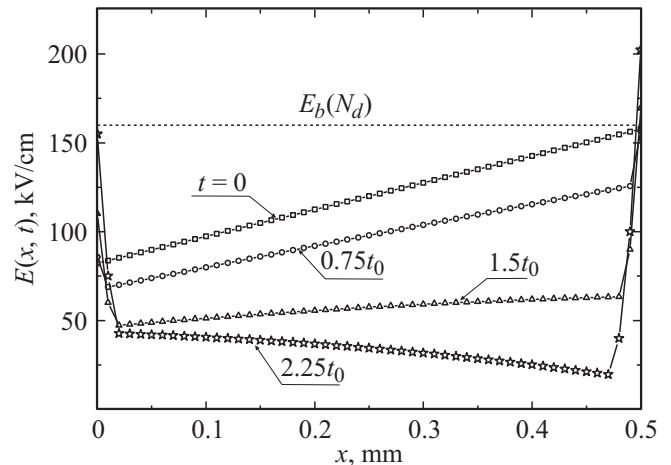


Рис. 5. Распределения электрического поля в n -слое фотодиода в моменты времени $t = 0$, $t = 0.75t_0$, $t = 1.5t_0$, $t = 2.25t_0$ после начала освещения импульсом света с энергией $W_{ph} = 1.95$ мкДж и длительностью $t_0 = 100$ пс. Пунктиром указана пробивная напряженность поля E_b резких кремниевых переходов с концентрацией доноров $N_d = 10^{13}$ см⁻³ [15].

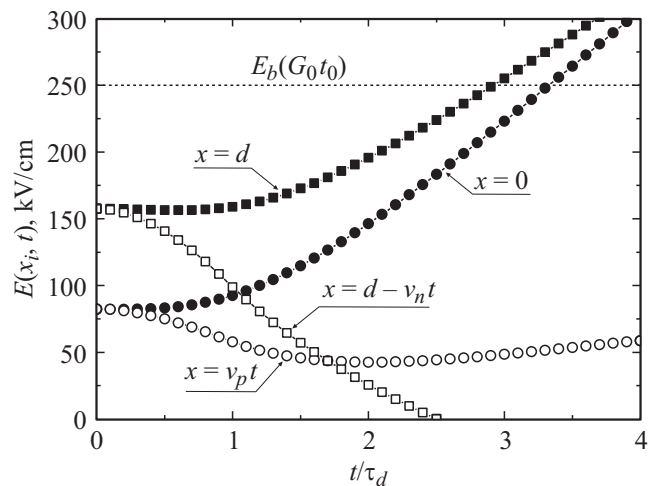


Рис. 6. Зависимости напряженности поля в „особых“ точках $x = 0$, $x = d$, $x = v_p t$ и $x = d - v_n t$ n -слоя от времени после начала освещения импульсом света с энергией $W_{ph} = 1.95$ мкДж и длительностью $t_0 = 100$ пс. Пунктиром указана пробивная напряженность поля E_b резких кремниевых переходов с концентрацией заряженных примесей в слабо легированных областях $G_0 t_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ [15], соответствующей этому режиму коммутации.

висимости напряженности поля в „особых“ точках от времени изображены на рис. 6. Резкое уменьшение напряженности поля при удалении от плоскостей $x = 0$ и $x = d$ обусловлено наличием нескомпенсированных объемных зарядов электронов и дырок плотностью порядка $qG_0 \min(t, t_0)$ в расширяющихся за счет дрейфа областях $0 < x < v_p t$ и $(d - v_n t) < x < d$ (см. рис. 3). Вследствие зависимости скорости генерации пар (11) от координаты в центральной области $v_p t < x < (d - v_n t)$

возникает и увеличивается со временем отрицательный⁴ объемный заряд (см. рис. 3). Плотность этого заряда, пропорциональная $P_{ph}k^2$, относительно невелика вследствие малости k . Но при достаточно большой интенсивности света она со временем превосходит заряд доноров qN_d и минимум напряженности поля „перескакивает“ в плоскость $x = (d - v_{nt})$, как это изображено на рис. 5. Поэтому первое из условий применимости изложенной выше теории имеет вид

$$\min[E(v_{pt}, t), E(d - v_{nt}, t)] > E_s. \quad (25)$$

Здесь следует отметить, что когда нарушается условие $\max[E(v_{pt}, t), E(d - v_{nt}, t)] > E_s$ (это происходит не всегда — см. рис. 6), то наступает заключительная стадия процесса, рассмотренная в работе [9]. Второе условие применимости теории имеет вид

$$\max(E_0, E_d) < E_b[G_0 \min(t, t_0)]. \quad (26)$$

Оно связано с увеличением напряженностей поля $E_0(t)$ и $E_d(t)$ на границах n -слоя (см. рис. 6), которые могут превысить пробивное значение E_b резких переходов с концентрацией заряженных примесей в слабо легированных областях порядка $G_0 \min(t, t_0)$, и тогда начинается интенсивное лавинное размножение (в подобных случаях иногда используется термин „динамический лавинный пробой“, см., например, [14]), которое не учитывает наша теория.

4. Численное моделирование процесса коммутации

Для описания особенностей процесса коммутации при нарушении условий (25), (26) необходимо решать систему взаимосвязанных нелинейных уравнений непрерывности, Пуассона и внешней цепи, что можно сделать только численными методами. Для этого была использована программа „Исследование“ [16]. Основные результаты состоят в следующем.

1) Зависимость амплитуды I_M импульса тока нагрузки, полученной путем численного моделирования, от параметров фотодиода и режима коммутации во всех случаях может быть с достаточной точностью аппроксимирована функцией

$$I_M \approx \frac{U_0}{R_L} \operatorname{th} \left(\frac{W_{ph}}{W_0} \right), \quad (27)$$

что подтверждается данными, приведенными на рис. 7. Формула (27) дает правильное предельное значение $I_M = U_0/R_L$ при $W_{ph} > 2W_0$ (когда эффективное сопротивление диода много меньше R_L) и значение $I_M = \tilde{I}$, определяемое из (19), при $W_{ph} < W_0/2$. Разумеется, эти необходимые свойства аппроксимации можно получить

⁴ При противоположном направлении света этот заряд положителен и, увеличивая положительную производную $\partial E/\partial x$, приводит к более раннему нарушению условия $E > E_s$.

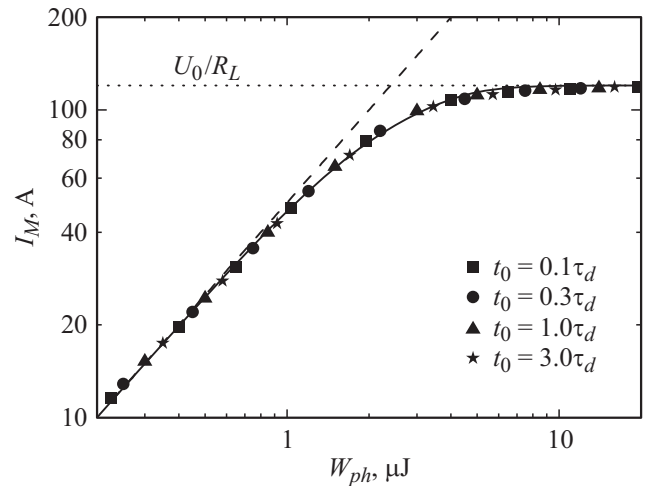


Рис. 7. Зависимость максимального тока нагрузки от энергии импульса света с различной длительностью t_0 . Символы — результаты численного моделирования, штриховая линия — расчет по формуле (19), сплошная линия — аппроксимация (27) со значением $W_0 = 2.4$ мкДж.

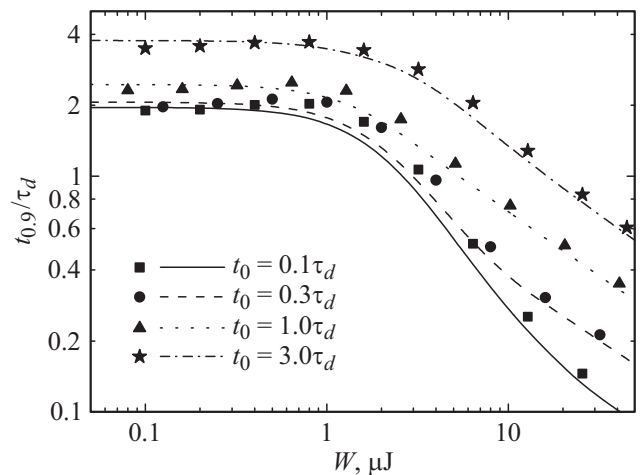


Рис. 8. Зависимости времени коммутации $t_{0,9}$ от энергии импульса света с различной длительностью t_0 . Символы — результаты численного моделирования, линии — расчет по формуле (28).

не только при использовании в (27) функции $\operatorname{th}(x)$, однако по непонятным причинам она обеспечивает гораздо большую точность в промежуточном интервале значений W_{ph} , чем другие простые функции, например,

$$x/(1+x) \quad (\text{ср. с (1)}) \quad \text{или} \quad (2/\pi) \operatorname{arctg}(\pi/2x).$$

2) Ампер-секундные характеристики, полученные путем численного моделирования и рассчитанные по формулам (18), практически совпадают, пока $I_L(t) \leq 0.9I_M$ (см. рис. 4), т.е. фактически до завершения процесса коммутации. Это совпадение является следствием того, что, с одной стороны, при актуальных значениях параметров раньше всего нарушается условие (25) применимости теории, а с другой — обычно выполняется

неравенство $E_s < 0.1E_b(N_d)$. Иными словами, теория фактически применима до тех пор, пока напряжение на фотодиоде больше $E_s d \approx 0.1U_0$.

3) Результаты численного решения уравнения $I_L(t_{0,9}) = 0.9I_M$ (определяющего „инженерное“ время коммутации $t_{0,9}$) с использованием формул (18) и аппроксимации (27) приведены на рис. 8. Простые приближенные формулы нетрудно получить в предельных случаях. При малых W_{ph} , когда $t_{0,9} \geq t_0$ и $R_d \gg R_L$, время коммутации

$$t_{0,9} \approx \tau_d \ln \frac{e^{\theta_0} - 1}{\theta_0 [1 - 0.9(U_0 U_\omega t_{np} / W_{ph} R_L) \text{th}(W_{ph} / W_0)]} \approx \tau_d \ln \frac{e^{\theta_0} - 1}{\theta_0 [1 - 0.9(1 + \mu \ln \mu)]} \quad (28)$$

и практически не зависит ни от P_{ph} , ни от U_0 . При больших W_{ph} , когда $t_{0,9} \leq t_0 < t_d$ и $R_d \ll R_L$,

$$t_{0,9} \approx \sqrt{1.8 \tau_d t_{np} \frac{U_0 U_\omega}{P_{ph} R_L}} = \sqrt{1.8 \frac{\varepsilon S_d}{v_n + v_p} \frac{U_0 U_\omega}{P_{ph}}} \quad (29)$$

и зависит только от отношения U_0 / P_{ph} .

Полученные результаты указывают на возможность создания конструктивно простых оптоэлектронных коммутаторов, способных формировать импульсы напряжения от единиц до десятков киловольт с фронтом от десятков до сотен пикосекунд на 50-омной активной нагрузке. Для управления коммутатором можно использовать импульсы света с длительностью порядка десятков пикосекунд и энергией, примерно в 1000 раз меньше, чем: а) излучается многими современными пикосекундными Nd:YAG лазерами с длиной волны 1.064 мкм, почти идеально подходящей для кремниевых фотодиодов и б) необходима для работы коммутаторов на основе фотосопротивлений [17], использованных при создании сверхширокополосного радара [18]. Развита в работе теория может служить основой для проектирования подобных коммутаторов с оптимальным сочетанием параметров.

Автор благодарен С.Н. Юркову и Т.Т. Мнацаканову, предоставившим возможность провести моделирование процесса коммутации с помощью программы „Исследование“.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-08-00474).

Список литературы

- [1] *High-Power Optically Activated Solid-State Switches*, ed. by A. Rosen, F. Zutavern (Boston, Artech House, 1994).
- [2] П.П. Васильев. Квант. электрон., **17**, 268 (1990).
- [3] C. Hettler, W.W. Sullivan, J. Dickens. Mater. Sci. Forum, **717–720**, 301 (2012).
- [4] J.S. Sullivan, J.R. Stanley. IEEE Trans. Plasma Sci., **36**, 2528 (2008).
- [5] K. Zhu et al. Appl. Phys. Lett., **86**, 261 108 (2005).
- [6] В.М. Воле, И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, М.Е. Левинштейн, В.Г. Сергеев, И.Г. Чашников. Письма в ЖТФ, **3**, 1077 (1977).
- [7] И.В. Грехов, М.Е. Левинштейн, В.Г. Сергеев, И.Н. Ясевич. ЖТФ, **49**, 1013 (1979).
- [8] D. Giorgi, P.K.L. Yu, J.R. Long, V.D. Lew, T. Navapanich, O.S.F. Zucker. J. Appl. Phys., **63**, 930 (1988).
- [9] И.В. Грехов, И.Н. Ясевич. ФТП, **13**, 1710 (1979).
- [10] A. Pedersen. Proc. 3rd Int. Conf. Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics (Trondheim, Norway, 1989) p. 107.
- [11] A. Pedersen, G.C. Crichton, I.W. McAllister. IEEE Trans. Electrical Insulation, **26**, 487 (1991).
- [12] R. Morrow, N. Sato. J. Phys. D: Appl. Phys., **32**, L20 (1999).
- [13] А.Н. Иновенков, О.В. Константинов, В.И. Пирогов. ЖТФ, **63**, 1 (1993).
- [14] А.В. Горбатьюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин. ЖТФ, **79**, 80 (2009).
- [15] А.С. Кюрегян, С.Н. Юрков. ФТП, **23**, 1819 (1989).
- [16] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовтсев, Н.И. Филатов. Sol. St. Electron., **30**, 579 (1987).
- [17] B. Vergne, V. Couderc, A. Barthelemy, M. Lalande, V. Bertrand, D. Gontier. Microwave and Optical Techn. Lett., **48**, 121 (2006).
- [18] M. Lalande, J.C. Diot, S. Vauchamp, J. Andrieu. Progr. in Electromagnetics Res. B, **11**, 205 (2009).

Редактор А.Н. Смирнов

Picosecond switching of high voltage reverse-biased $p^+ - n - n^+$ -structures into conductive state by pulsed lighting

A.S. Kyuregyan

All-Russian Electrical Engineering Institute,
111250 Moscow, Russia

Abstract An analytical theory of high-voltage reverse biased $p^+ - n - n^+$ -structures picosecond switching into conducting state by pulsed lighting has been developed and a numerical simulation of this process has been performed. Combining the results of theory and simulation allowed us to obtain a simple relation between the parameters of structure, light pulse, external circuit and main characteristics of the process — the load current pulse amplitude and duration of switching process.