

# Лавинный режим переключения перенапряженных высоковольтных $p^+ - i - n^+$ -диодов в проводящее состояние при импульсном освещении

© А.С. Кюрегян<sup>¶</sup>

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

(Получена 20 ноября 2014 г. Принята к печати 20 ноября 2014 г.)

Построена простая аналитическая теория пикосекундного переключения высоковольтных перенапряженных  $p^+ - i - n^+$ -фотодиодов в проводящее состояние при воздействии импульсного освещения. Получены и подтверждены путем численного моделирования соотношения между параметрами структуры, светового импульса, внешней цепи и основными характеристиками процесса — амплитудой импульса тока активной нагрузки, временем задержки и длительностью процесса коммутации. Показано, что необходимая для эффективной коммутации энергия пикосекундного импульса света может быть уменьшена на 6–7 порядков за счет интенсивного лавинного размножения электронов и дырок. Это открывает возможность использования в качестве управляющего элемента оптопары импульсных полупроводников лазеров.

## 1. Введение

Недавно в работе автора [1] был теоретически исследован процесс пикосекундного переключения высоковольтных обратносмещенных  $p^+ - n - n^+$ -структур в проводящее состояние при воздействии короткого импульса света. Не вдаваясь в детали, основной результат работы [1] можно сформулировать так. Если длительность освещения  $t_{ph}$  заметно меньше времени коммутации  $t_k$ , а энергия импульса света

$$W_{ph} > 2W_0 = 2\xi \frac{\hbar\omega E_0 d^2}{qu_s}, \quad (1)$$

то

$$t_k \approx \tau \frac{W_0}{W_{ph}} = \frac{1}{n_0} \frac{\varepsilon E_0 S_d}{qu_s S_0}, \quad (2)$$

где  $n_0 = W_{ph}/\hbar\omega\xi S_0 d$  и  $E_0$  — усредненные по толщине  $n$ -слоя  $d$  начальная концентрация электронов и напряженность поля, несколько меньшая пробивного значения  $E_b$ ,  $\xi^{-1} = (1 - R_{ph})(1 - e^{-\kappa d})$ ,  $\hbar\omega$  — энергия кванта, близкая к ширине запрещенной зоны,  $R_{ph}$  и  $\kappa$  — коэффициенты отражения и поглощения света,  $u_s = (u_{sn} + u_{sp})$ ,  $u_{sn,sp}$  — насыщенные дрейфовые скорости электронов и дырок,  $\tau = R_L C_d$ ,  $R_L$  — сопротивление нагрузки,  $C_d = \varepsilon S_d/d$  — емкость диода,  $S_d$  — площадь диода,  $q$  — элементарный заряд,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость кремния. При использованных в [1] значениях параметров фотодиода  $W_0 \approx 2.4$  мкДж и  $\tau \approx 100$  пс, так что для эффективного управления необходимы импульсы света с энергией не менее 5 мкДж и длительностью не более 50 пс.

Такие параметры импульсов легко получить с помощью современных коммерческих неодимовых [2] и иттербиевых лазеров [3], энергия кванта которых почти идеально подходит для кремния. Однако их высокая стоимость, значительные габариты и низкий КПД являются совершенно неприемлемыми для многих практически важных применений. По этим показателям самыми

подходящими источниками света являются импульсные полупроводниковые лазеры [4], но в настоящее время их мощность меньше необходимой на 5–6 порядков у коммерческих [5] и на 3–4 порядка у рекордных опытных [6] образцов. В настоящей работе мы рассмотрим один из возможных вариантов разрешения этого противоречия. Будет показано, что использование сильно перенапряженных (т.е. смещенных в обратном направлении до напряжения  $U_0 = (1.5 - 2.5)E_b d$ ) высоковольтных  $p^+ - i - n^+$ -фотодиодов (которые мы будем называть лавинными фотодиодами — ЛФД) позволяет уменьшить необходимую для эффективной коммутации величину  $W_{ph}$  на 6–7 порядков за счет очень интенсивного лавинного размножения электронов и дырок, порожденных пикосекундным импульсом света.

## 2. Аналитическая теория

Рассмотрим процесс коммутации ЛФД, подключенного к источнику напряжения через последовательное сопротивление  $R_L$ . Будем считать, что собственная концентрация  $n_i \ll \tau_g u_s / d^2 S_d$  ( $\tau_g$  — генерационное время жизни). Это условие<sup>1</sup>обеспечивает полное отсутствие в истощенном  $i$ -слое электронов и дырок до начала освещения и возможность достичь значительного перенапряжения без пробоя диода за время  $d/u_s$  порядка единиц наносекунд. Необходимая для этого техника давно отработана — см., например, [7]. После того, как напряжение  $U$  на ЛФД достигнет величины  $U_0 = (1.5 - 2.5)E_b d$  он освещается импульсом света и начинается процесс коммутации. Основное уравнение, которое его описывает, имеет вид [1]

$$C_d \frac{dU}{dt} = \frac{U_0 - U}{R_L} - S_0 \bar{j}, \quad (3)$$

где  $S_0$  — освещаемая площадь ЛФД,  $\bar{j}$  — усредненная по толщине  $i$ -слоя плотность тока электронов и дырок

<sup>1</sup> При типичных значениях параметров оно выполняется при температуре  $T \leq 200$  К для кремния и  $T \leq 660$  К для 4H-SiC.

<sup>¶</sup> E-mail: ask@vei.ru

в освещенной области. Строго говоря, для вычисления функции  $\bar{j}(t)$  нужно решить уравнение (3) вместе с уравнением Пуассона и уравнениями непрерывности для концентраций электронов  $n(t, x)$  и дырок  $p(t, x)$ , учитывая интенсивную ударную ионизацию. Сильная нелинейность такой задачи исключает возможность ее точного аналитического решения. Однако в ней содержится несколько потенциально малых параметров, что позволяет радикально упростить ситуацию. Далее будем считать, что

- длительность импульса света  $t_{ph}$ , много меньше времени задержки коммутации (см. далее);
- концентрация заряженных примесей в  $i$ -слое пренебрежимо мала;
- длина поглощения света  $\kappa^{-1}$  в  $i$ -слое много меньше его толщины  $d$ ;
- длительность всего процесса коммутации много меньше  $d/u_x$ .

В этом случае напряженность поля  $E$  и концентрации носителей заряда  $n = p$  не зависят от координаты почти во всем нелегированном  $i$ -слое [1]. Поэтому (3) можно заменить на

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_0 - E}{\tau} - \frac{S_0}{S_d} \frac{qnu}{\varepsilon} \quad (4)$$

и дополнить единственным уравнением

$$\frac{dn}{dt} = nv, \quad (5)$$

где  $v = (v_n + v_p)$ ,  $v_{n,p}$  — частоты ударной ионизации электронами и дырками,  $u = (u_n + u_p)$ ,  $u_{n,p}$  — дрейфовые скорости электронов и дырок. Первое начальное условие для этих уравнений

$$E(0) = E_0 \quad (6)$$

означает, что за время освещения емкость диода не успевает перезарядиться током  $qun_0S_0$ , а второе имеет вид

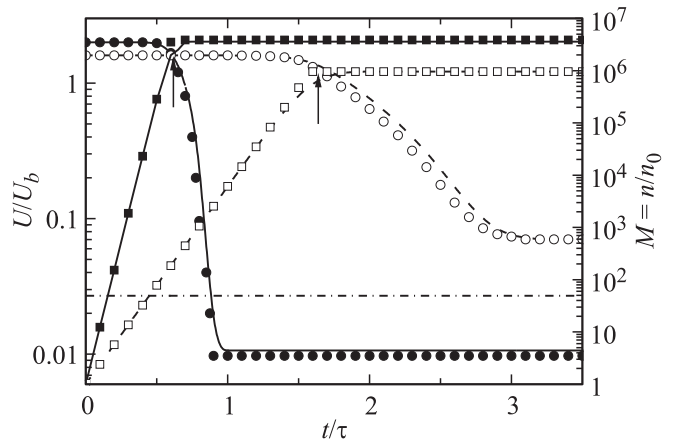
$$n(0) = n_0. \quad (7)$$

При использовании для функций  $u_{n,p}(E)$  и  $v_{n,p}(E)$  даже самых простых аппроксимаций

$$u_{n,p} = u_{sn,sp} E (E + E_{sn,sp})^{-1},$$

$$v_{n,p} = \tilde{\alpha}_{n,p} u_{sn,sp} \exp(-\tilde{E}_{n,p}/E),$$

(здесь  $E_{sn,sp}$ ,  $u_{sn,sp}$ ,  $\tilde{\alpha}_{n,p}$ ,  $\tilde{E}_{n,p}$  — подгоночные параметры, значения которых для кремния приведены, например, в [8,9]) решение уравнений (4), (5) возможно только численными методами. Примеры таких решений приведены на рис. 1 (линии). Здесь и далее мы приводим результаты конкретных расчетов для кремниевого ЛФД при  $T = 200$  К,  $R_L = 50$  Ом,  $\kappa = 5$  см<sup>-1</sup>,  $R_{ph} = 0.5$ ,  $S_d = 9.44$  мм<sup>2</sup> и  $S_0 = 0.5S_d$ . Переменными являются параметры  $U_0$ ,  $d$ , (или  $U_b$ ) и  $n_0$  (или  $W_{ph}$ ).



**Рис. 1.** Зависимости напряжения на ЛФД (кружки) и коэффициента размножения (квадраты) от времени, полученные путем точного (линии) и приближенного (символы) решения задачи (5)–(6) при  $d = 250$  мкм,  $U_b = 3.6$  кВ,  $n_0 = 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $\tau = 200$  пс и двух значениях  $U_0 = 2U_b$  (сплошные линии и темные символы),  $U_0 = 1.6U_b$  (штриховые линии и светлые символы). Стрелками указаны моменты времени  $t_1$ . Штрихпунктирной линией отмечено напряжение, при котором  $E = E_{sn} \approx 0.4E_{sp}$ .

Как видно, весь процесс коммутации разбивается на две качественно различных стадии. При  $t < t_1$  напряжение на ЛФД практически не изменяется, поэтому в уравнении (5)  $v(E) \approx v(E_0) \equiv v_0$ , а в уравнении (4)  $u(E) \approx u(E_0) \approx u_s$ . С учетом этого получается решение

$$n(t) = n_0 \exp(v_0 t), \quad (8)$$

$$E(t) = E_0 - \frac{qS_0 R_L u_s n(t)}{d} \cdot \frac{1 - \exp[-(v_0 + 1/\tau)t]}{1 + \tau v_0} \quad (9)$$

которое остается справедливым до тех пор, пока<sup>2</sup>

$$\frac{\tilde{E}}{E} - \frac{\tilde{E}}{E_0} < \delta \approx 1$$

и скорость ударной ионизации заметно не уменьшится. При  $t = t_1$  это неравенство превращается в равенство, откуда

$$E(t_1) \equiv E_1 = \frac{E_0 \tilde{E}}{\tilde{E} + E_0}. \quad (10)$$

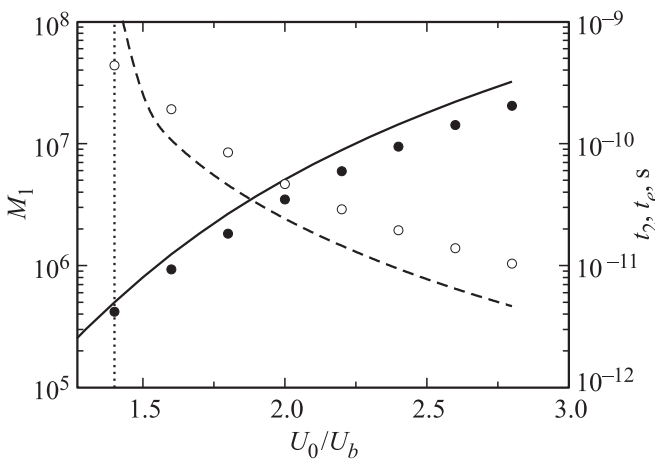
Комбинируя (8)–(10) можно показать, что

$$t_1 = v_0^{-1} \ln M_1, \quad (11)$$

а концентрация электронов (и дырок) при  $t = t_1$  равна

$$n_0 M_1 \equiv n_1 = \frac{E_0^2}{\tilde{E} + E_0} \left( \frac{1}{\tau} + v_0 \right) \frac{S_d}{S_0} \frac{\varepsilon}{qu_s}. \quad (12)$$

<sup>2</sup> Излагаемая далее приближенная теория наилучшим образом согласуется с точным решением уравнений (4), (5) при варьировании  $\delta$  в пределах (0.8–1). Эта неопределенность, очевидно, связана с неопределенностью выбора величины  $\tilde{E}$  между  $\tilde{E}_n$  и  $\tilde{E}_p$ . Конкретные расчеты мы выполняли при  $\tilde{E} = \tilde{E}_n$  и  $\delta = 0.9$ , но в последующих формулах для их упрощения будем считать, что  $\delta = 1$ .



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента размножения  $M_1$  (сплошная линия и темные символы), длительности второй стадии коммутации  $t_2$  (штриховая линия) и „инженерного“ времени коммутации  $t_e$  (светлые символы) от перенапряжения  $U_0/U_b$  при  $d = 250$  мкм,  $U_b = 3.8$  кВ,  $n_0 = 10^9$  см $^{-3}$  или  $W_{ph} = 1.5$  пДж. Символы — результаты точного решения уравнений (4) и (5), сплошная линия — расчет по формуле (12), штриховая линия — расчет по формуле (18). Вертикальная пунктирная линия отмечает значение  $U_0/U_b$ , при котором нарушается условие (15).

При выводе этих формул мы пренебрегли в (9) слагаемым  $\exp[-(v_0 + 1/\tau)t_1]$ , которое всегда меньше  $M_1^{-1}$ . В течение этой стадии ток  $I = (U_0 - U)/R_L$  экспоненциально увеличивается со временем, но падение напряжения на нагрузке  $IR_L$  остается много меньше  $U \approx U_0$ . Поэтому фактически время  $t_1$  является временем задержки коммутации. Интересно отметить, что окончательные концентрации электронов и дырок  $n_1 = n_0 M_1$  не зависят от  $n_0$ . Коэффициент лавинного размножения  $M_1$  экспоненциально увеличивается, с ростом перенапряжения и может быть очень большим (см. рис. 2).

При  $t \approx t_1$  концентрация носителей заряда очень быстро увеличивается, а скорость ионизации — уменьшается. Поэтому практически сразу после завершения стадии задержки наступает вторая стадия, в течение которой  $n(t) \approx M_1 n_0$ , а напряженность поля еще больше  $E_{sn,sp}$  и поэтому по-прежнему  $u \approx u_s$ . В этом случае решение уравнения (4) с „начальным“ условием (10) имеет вид

$$E(\theta) = E_1 \left[ 1 - \frac{E_0}{\tilde{E}} \tau v_0 \left( 1 - \exp \frac{t_1 - t}{\tau} \right) \right]. \quad (13)$$

Оно может быть использовано при всех  $t > t_1$ , если конечная напряженность поля

$$E(\infty) = E_1 \left( 1 - \frac{E_0}{\tilde{E}} \tau v_0 \right) = E_0 \frac{\tilde{E} - E_0 \tau v_0}{\tilde{E} + E_0} \quad (14)$$

больше  $E_{sn,sp}$ , то есть при

$$\tau v_0 < \frac{\tilde{E}}{E_0} \left( 1 - \frac{E_{sn,sp}}{E_0} \right) \approx \frac{\tilde{E}}{E_0}. \quad (15)$$

В сильном поле это неравенство не выполняется, условие  $E > E_{sn,sp}$  нарушается при

$$t = t_s \approx t_1 - \tau \ln(1 - \tilde{E}/E_0 \tau v_0),$$

после чего напряженность поля быстро приближается к

$$E(\infty) = \frac{u_s}{\mu} \frac{1 + \tilde{E}/E_0}{1 + \tau v_0} < E_{sn,sp} \quad (16)$$

и вторая стадия завершается. При этом почти все напряжение источника (формирующей линии) перераспределяется с ЛФД на нагрузку, через которую протекает ток

$$I_M = \frac{U_0 - E(\infty)d}{R_L}. \quad (17)$$

Если выполнено неравенство (15), то длительность этой стадии  $t_2 \sim 2\tau$ , а в противоположном, наиболее интересном случае

$$t_2 = t_s - t_1 \approx -\tau \ln(1 - \tilde{E}/E_0 \tau v_0). \quad (18)$$

При достаточно больших перенапряжениях, когда  $E_0 \tau v_0 \gg \tilde{E}$ ,

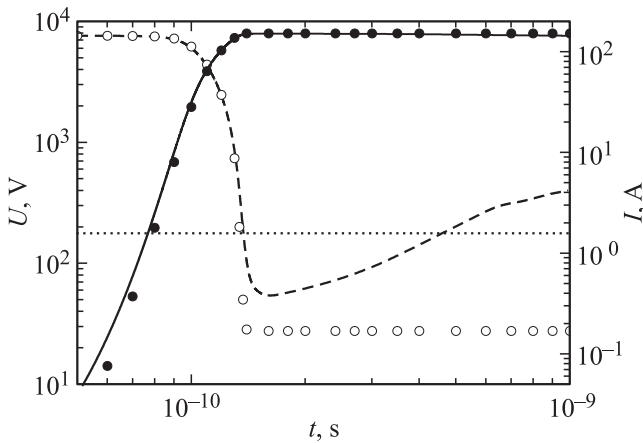
$$t_2 \approx \frac{\tilde{E}}{E_0 v_0} \approx \frac{1}{n_1} \frac{\epsilon E_0 S_d}{qu_s S_0} \quad (19)$$

и не зависит ни от параметров ЛФД, ни от сопротивления нагрузки, ни от  $n_0$  (см. формулу (12)). Однако зависимость  $t_2$  от  $n_1 = n_0 M_1$  точно совпадает с (2). Это совпадение отражает тот факт, что собственно процесс коммутации (стадия 2) перенапряженным фотодиодом происходит точно так, как описано в [1], но начинается не сразу после окончания освещения, а через время задержки  $t_1$ , необходимое для увеличения начальной концентрации  $n_0$  в  $M_1$  раз вследствие интенсивной ударной ионизации. Пример зависимости  $t_2$  и „инженерного“ времени<sup>3</sup> коммутации  $t_e$  приведен на рис. 2.

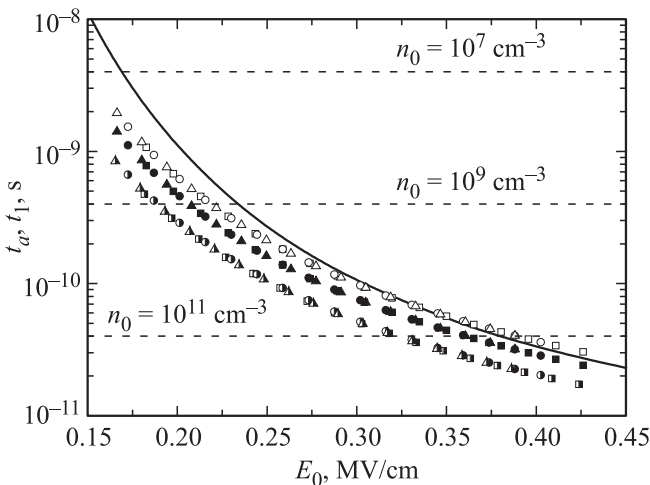
### 3. Обсуждение результатов

Сравнение результатов точного и приближенного решения уравнений (4), (5), представленных на рис. 1 и рис. 2 показывает, что формулы (12)–(18) неплохо описывают процесс коммутации. В свою очередь результаты точного решения уравнений (4), (5) прекрасно согласуются с результатами численного моделирования, проведенного с помощью программы „Исследование“ [10] (см. рис. 3), вплоть до фактического завершения процесса коммутации. Однако приближенный расчет  $E(\infty)$  дает сильно заниженное значение остаточного напряжения. Причина этого состоит в том, что в уравнениях (4), (5) не учтено (в силу неравенства  $t \ll d/u_s$  — см. выше) обеднение приграничных областей  $i$ -слоя носителями заряда, дрейфующими внутрь  $i$ -слоя [1]. Толщина этих областей мала, но плотность объемного заряда в них

<sup>3</sup> Это время, за которое ток нагрузки увеличивается от  $0.1I_M$  до  $0.9I_M$ .



**Рис. 3.** Зависимости тока через нагрузку (сплошная линия и темные символы) и напряжения на ЛФД (штриховая линия и светлые символы) от времени, полученные путем решения задачи (4)–(6) (символы) и точного численного моделирования (линии) для значений  $d = 250$  мкм,  $U_b = 3.8$  кВ,  $U_0 = 2U_b$ ,  $n_0 = 10^9$  см $^{-3}$ . Горизонтальной пунктирной линией отмечено напряжение  $E_{sm}d$ .



**Рис. 4.** Зависимости времени лавинно-стримерного перехода  $t_a$  (линия, по данным [9],  $T = 300$  К) и времени задержки процесса коммутации  $t_1$  (символы, расчет по формуле (11)) от напряженности поля  $E_0$  при  $n_0 = 10^7$  см $^{-3}$  (светлые символы),  $10^9$  см $^{-3}$  (темные символы),  $10^{11}$  см $^{-3}$  (светло-темные символы) и  $d = 150$  мкм (квадраты,  $E_b = 151$  кВ/см),  $250$  мкм (кружки,  $E_b = 143$  кВ/см),  $350$  мкм (треугольники,  $E_b = 138$  кВ/см). Штриховыми линиями отмечено время перекрытия лавин  $t_{ov}$ , рассчитанное по формуле (20) при  $D = 10$  см $^2$ /с и различных  $n_0$ .

(порядка  $qn_1$ ) велика, так что сумма „катодного“ и „анодного“ напряжений может превысить  $E(\infty)d$  даже при  $t \sim t_1 \ll d/u_s$ . Дополнительный (но обычно незначительный [1]) вклад в остаточное напряжение дает продольное сопротивление растекания  $p^+$ -слоя в окне фотодиода.

Еще одно ограничение применимости результатов состоит в том, что все они были получены в континуальном приближении, которое, нарушается при достаточно малых значениях  $n_0$ . Действительно, к моменту  $t$  объем каждой лавины, порожденной одним электроном или дыркой, достигает величины  $4\pi Du_s t^2$ , где  $D$  — коэффициент поперечной диффузии. Эти лавины перекрываются при

$$t = t_{ov} = (4\pi n_0 Du_s)^{-1/2}. \tag{20}$$

Если  $t_{ov} < t_1$ , то континуальное приближение заведомо применимо. Это условие нарушается при больших перенапряжениях, так как с ростом начальной напряженности поля  $E_0$  время задержки уменьшается (см. рис. 4). Однако если среднее расстояние между лавинами  $(2n_0)^{-1/3} \ll d$ , но время лавинно-стримерного перехода  $t_a > t_1$ , то континуальное приближение по-прежнему применимо, хотя и с меньшей точностью. Зависимость  $t_a(E_0)$  для Si при 300 К, полученная в работе [9], хорошо описывается функцией

$$t_a = t_{a0} \exp(E_a/E), \tag{21}$$

где  $t_{a0} = 1.0$  пс,  $E_a = 1.37$  МВ/см. При 200 К параметр  $E_a$  должен быть уменьшен примерно на 7%. Скорректированная таким образом зависимость  $t_a(E_0)$  изображена на рис. 4. Как видно, лавины могут превратиться в стример только при очень больших перенапряжениях ( $U_0 \geq 2U_b$ ) и малых начальных концентрациях ( $n_0 \leq 10^7$  см $^{-3}$ ). Если же  $n_0 \geq 10^9$  см $^{-3}$ , то все условия применимости теории оказываются выполненными при  $U_0 \leq 3U_b$ .

Таким образом, можно ожидать, что использование лавинного режима коммутации высоковольтных фотодиодов позволит применить для управления коммерческие [5] пикосекундные полупроводниковые лазеры. В качестве примера, иллюстрирующего возможности этого режима, приведем оценку для прибора с  $d = 250$  мкм,  $U_b = 3800$  В и  $U_0 = 2U_b$ . Под действием импульса света с длительностью менее 20 пс, энергией 1.5 пДж и коэффициентом поглощения 5 см $^{-1}$  такой фотодиод должен сформировать на активной 50-омной нагрузке импульс с мощностью около 1 МВт, задержкой 100 пс и фронтом 46 пс. Еще более впечатляющие результаты можно получить при использовании 4H-SiC-фотодиодов (у которых рабочая температура примерно в 3 раза, а пробивное поле в 10 раз больше, чем у кремниевых), управляемых светом с длиной волны 375 нм.

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

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

## Список литературы

- [1] А.С. Кюрегян. ФТП, **48**, 1686 (2014).
- [2] В. Морозов, А. Оленин, В. Тункин, Д. Яковлев. Фотоника, № 1, 34 (2008).
- [3] В. Кисель, А. Гулевич. Фотоника, № 2, 20 (2011).
- [4] П.П. Васильев. Квантовая электроника, **17**, 268 (1990).
- [5] [http://www.optophase.com/als\\_laser.html](http://www.optophase.com/als_laser.html);  
<http://www.onefive.com/products.html>;  
<http://www.laser2000.co.uk/product.php?no=15185>;
- [6] А.Е. Губенко. Дисс. канд. физ.-матем. наук, ФТИ РАН, Санкт-Петербург (2005).
- [7] И.В. Грехов, В.М. Тучкевич. *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л.: Наука, 1988. 117 с.)
- [8] А.С. Кюрегян, С.Н. Юрков. ФТП, **23**, 1819 (1989).
- [9] А.С. Кюрегян. ФТП, **44**, 1310 (2010).
- [10] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. Solid-State Electron., **30**, 579 (1987).

Редактор А.Н. Смирнов

## Avalanche mode of high-voltage overvolting $p^+ - i - n^+$ -structures switching into conductive state by pulsed lighting

A.S. Kyuregyan

All-Russian Electrical Engineering Institute,  
111250 Moscow, Russia

**Abstract** A simple analytical theory of high-voltage overvolting  $p^+ - i - n^+$ -structures picosecond switching into conducting state by pulsed lighting has been developed. Relationship between parameters of structure, light pulse, external circuit and the main characteristics of the process (pulse current amplitude, delay time and duration of switching process) have been obtained and confirmed by numerical simulation. It was shown that the energy of picosecond light pulse that is needed for effective switching can be reduced by 6–7 orders of magnitude due to the intensive avalanche multiplication of electrons and holes. This opens the possibility of using pulsed semiconductor lasers as a control element of optron pair.