

## Анализ конструктивно-технологических ограничений при проектировании лавинных фотодиодов, работающих в режиме счета фотонов

Ю.Ф. Адамов<sup>1</sup>, А.В. Верховцева<sup>2</sup>, И.О. Шурчков<sup>1</sup>, Е.С. Балака<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, Москва

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва

### Введение

В перечне быстродействующих фоточувствительных элементов особое место занимают фотодиоды с лавинным умножением носителей в сильном электрическом поле. Структура лавинного фотодиода (ЛФД) отличается от структуры обычного  $p-i-n$  фотодиода введением тонкого легированного  $p+$  слоя на границе с  $n+$  слоем. В четырехслойной структуре ЛФД между контактными  $n+$ ,  $p+$  областями присутствуют слаболегированная светопоглощающая область и сильнолегированная область, в которой происходит умножение носителей. Процесс умножения имеет управляемый характер только в случае, когда коэффициент умножения носителей не превышает отношения коэффициентов ионизации электронов и дырок. В кремнии это отношение всегда меньше 10, а для реальных размеров фотодиодов менее 5. Из этого следует, что максимальное усиление фототока в интегральном ЛФД не может значительно превышать величину 5 в стационарном режиме [1].

Перспективным считается импульсный режим включения ЛФД, в котором внешняя цепь прерывает ток нагрузки и снижает напряжение на диоде при развитии неуправляемой лавины с коэффициентом умножения, стремящимся к бесконечности. В этом режиме достигается предельная чувствительность к облучению, когда каждому поглощенному фотону соответствует импульс в нагрузке фотодиода [2].

Разработка фотоприемников на основе работы ЛФД в режиме счета фотонов требует исследования процессов зарождения, прерывания и стационарного состояния лавины с учетом конструктивно-технологических ограничений.

### Ударная ионизация и лавинное умножение в полупроводниках и полупроводниковых приборах.

Как известно, в полупроводниках, под действием электрического поля, носители заряда приобретают определенную направленную скорость  $\mu E$ , а, следовательно, и дополнительную энергию  $\mu E^2 \tau$ , где  $\mu$  – подвижность, а  $\tau$  – так называемое время релаксации энергии. Эта энергетическая добавка перераспределяется процессами испускания и поглощения акустических фононов и превращается в электронную температуру  $T_e = T_0 + \mu E^2 \tau$ , превышающую температуру кристаллической решетки, т.е. фононной подсистемы  $T_0$ .

При более подробном исследовании процессов электроразогрева носителей, выделяют область малых электрических полей  $E < 10^3$  В/см, когда излучаются только акустические фононы, которые «уносят» электронную энергию сравнительно маленькими порциями. При этом температура электронного газа остается меньше энергии оптического фонона, поэтому последние и не излучаются.

В области промежуточных полей  $10^3$  В/см  $< E < 10^4$  В/см процесс терморелаксации усиливается и усложняется за счет испускания оптических фононов. При этом существенно уменьшается время релаксации импульса, а дрейфовая скорость носителей перестает зависеть от электрического поля (выходит на насыщение).

В области больших полей  $E \geq 10^5$  В/см электронная температура увеличивается примерно пропорционально полю  $E$  и достигает достаточно больших значений (порядка нескольких тысяч градусов), что и активизирует ударную ионизацию зона-зона.

Как правило, при интерпретации экспериментальных данных, общепринята довольно простая аппроксимация полевой зависимости коэффициентов ударной ионизации

$$\alpha(E) = A \cdot \exp\left(-\left(\frac{b}{E}\right)\right). \quad (1)$$

Конкретные значения параметров  $A$ ,  $b$  и  $m$  для основных полупроводников в наше время надежно установлены.

Ионизационные акты могут инициироваться как достаточно разогретым электроном так и не менее горячей дыркой. Именно эта биполярность ударной ионизации обуславливает эффективную внутреннюю положительную обратную связь ионизационного процесса в области сильного поля р-п перехода. Именно эти парциальные обратные связи суммируются уравнением непрерывности тока в известных моделях стационарного лавинного пробоя, в которых напряжение лавинного пробоя определяется, как особенность соответствующего коэффициента умножения:

$$M = \frac{1}{1 - Q_{n,p}(V)}, \quad Q_n(V) = \int_0^d \beta \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right] dx. \quad (2)$$

Поскольку рассматриваемые в диссертационной работе лавинные фотодиодные структуры работают именно в области надпробойных напряжений, а их реакция на облучение имеет ярко выраженный импульсный (нестационарный) характер, при построении адекватного теоретического описания функционирования лавинных фотодиодов, модель стационарного пробоя оказывается практически бесполезной [3,4]. В настоящей работе в качестве исходного момента используется лишь формула (1) с экспериментально установленными значениями коэффициентов:

$$\alpha(E) = 74 \cdot \exp\left(-\frac{118}{E}\right) \left[ \text{мкм}^{-1} \right];$$

$$\beta(E) = 141 \cdot \exp\left(-\frac{195}{E}\right) \left[ \text{мкм}^{-1} \right] \quad (3)$$

### Физическая модель интегрального фотодиода в режиме счета фотонов.

Простейшая структура лавинного фотодиода приведена на рис. 1.

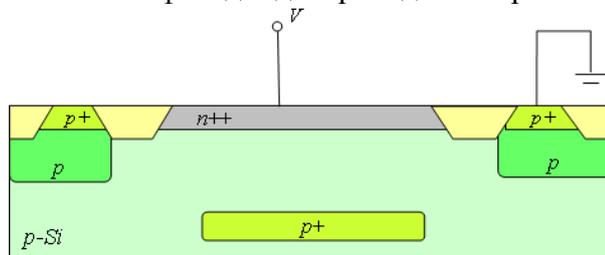


Рис. 1. Поперечный разрез структуры планарного кремниевого лавинного фотодиода, сформированного на подложке р-типа с удельным сопротивлением  $\rho \approx 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  ( $\rho_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) с помощью двух базовых имплантаций: поверхностной  $n^{++}$  с дозой 10-100 мкКл/см<sup>2</sup> и заглубленной  $p^+$  с дозой порядка 1 мкКл/см<sup>2</sup>

Глубина  $p^+$ -слоя  $d$  определяющим образом влияет на напряжение лавинного пробоя  $V_n$ . Отметим, для конкретики, что при  $d = 0.7 \text{ мкм}$   $V_n \approx 20 \text{ В}$ , а уже при  $d = 1 \text{ мкм}$   $V_n \approx 30 \text{ В}$ . В этом диапазоне напряжений нарастание величины электрического поля, обусловленное концентрацией фоновой примеси ( $p_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), оказывается сравнительно малым, что и позволяет считать электрическое поле между слоями постоянным  $E = \text{const}$ .

Во втором разделе, в пренебрежении актами дырочных ионизаций, методами классической статистики исследован процесс формирования электронных сгустков в области сильного поля из единственного электрона, стартующего с катода. Получена функция распределения кратности электронного умножения при однократном пролете области сильного поля:

$$P_n = \exp(-ad) \cdot (1 - \exp(-ad))^{n-1}. \quad (4)$$

Функция распределения (4), представленная на рис.2 при трех различных значениях параметра  $\alpha d$ , максимальна при  $n = 1$  (безионизационный пролет), демонстрирует значительную протяженность в сторону больших  $n$ . Ее максимальное значение уменьшается с ростом  $\alpha d$ , но ее протяженность в область больших  $n$  увеличивается более значительно, так, что среднее число электронов в сгустке у анода существенно растет.

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n P_n = \exp(\alpha d). \quad (5)$$

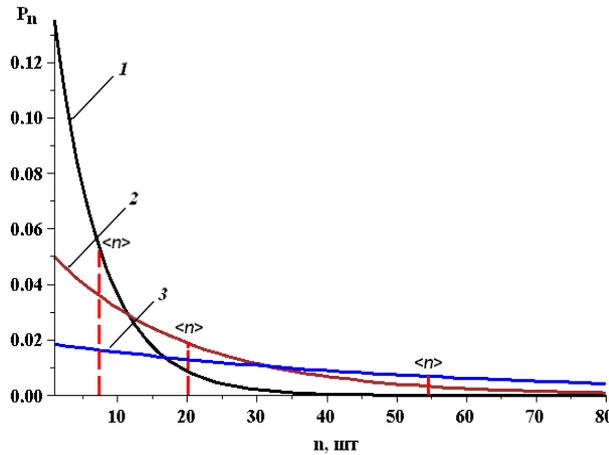


Рис. 2. Распределение вероятности кратности электронного умножения при различных значениях параметра  $\alpha d$ : **1** –  $\alpha d = 2$ ; **2** –  $\alpha d = 3$ ; **3** –  $\alpha d = 4$

Следует обратить внимание также на аномально широкую дисперсию этого распределения при больших средних  $\langle n \rangle$

$$\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle = \exp(\alpha d) \cdot (\exp(\alpha d) - 1) = \langle n \rangle^2 - \langle n \rangle. \quad (6)$$

Адекватность полученных классически особенностей функции распределения кратности электронного умножения подтверждена математическим моделированием по методу Монте-Карло.

Вводится понятие коэффициента усиления петли обратной связи лавинного процесса, для замыкания которой необходим учет дырочных ионизаций. Предполагая выполненным условие  $\beta/\alpha \ll 1$  (в силу асимметрии коэффициентов ударной ионизации), в рассматриваемой статистике можно ограничиться учетом лишь двух альтернативных событий: 1) пролет дыркой интервала  $\alpha^{-1}$  без ионизации с вероятностью  $(1 - \beta\alpha^{-1})$ , и 2) пролет с единичной ионизацией, т.е. генерацией нового электрона с вероятностью  $\beta\alpha^{-1} \ll 1$ .

Использование такой бинарной функции распределения вероятности для дырок совместно с функцией распределения (4) позволяет записать вероятности различных реализаций первой стадии развития лавинного процесса, заканчивающейся генерацией дырками некоторого количества новых электронов в прикатодном слое пролетной области протяженностью  $\alpha^{-1}$ . Соответствующие аналитические выражения имеют вид:

$$\begin{aligned} Q_{(0)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^{n-1}, \\ Q_{(1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} (n-1) \frac{\beta}{\alpha} \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^{n-2}, \\ Q_{(2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(n-1)(n-2)}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^{n-3}. \end{aligned} \quad (7)$$

После сравнительно несложных преобразований формулы (7), при условии  $\exp(\alpha d) \gg 1 \gg \frac{\beta}{\alpha}$ , трансформируются в довольно простые выражения

$$\begin{aligned} Q_{(0)} &= (1+q)^{-1}, Q_{(1)} = q(1+q)^{-2}, \\ Q_{(2)} &= q^2(1+q)^{-3}, Q_{(3)} = q^3(1+q)^{-4}, \end{aligned} \quad (8)$$

где обозначено  $q = \frac{\beta}{\alpha} e^{\alpha d}$ .

Обобщая соотношения (8), получим искомую формулу для вероятности того или иного значения  $k$  – парциального коэффициента усиления единичной петли обратной связи:

$$Q_{(k)} = \frac{1}{q+1} \left( \frac{q}{1+q} \right)^k, k = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Эта функция распределения парциальных значений коэффициента усиления петли обратной связи (9) нормирована на единицу. Как и функция (4), выражение (9) максимально при минимальном  $k$  ( $k = 0$ ), последнее означает, что наиболее вероятным результатом регенерации единичного электрона является негативное событие, т.е. выключение лавины уже на первой стадии ее развития. Функция распределения (9) дает правильную величину среднего коэффициента регенерации:

$$\langle k \rangle = q = \frac{\beta(E)}{\alpha(E)} \exp(d \cdot \alpha(E)) \quad (10)$$

Итак, предположим, что вследствие неких причин в момент времени  $t_i$  в окрестности катодного края ( $i$ - $p$  переход,  $x = 0$ ) диода появилось  $n_i(0)$  электронов. В свою очередь для каждого из этих электронов имеется вероятность совершить  $d \cdot \alpha(E) > 1$  актов ударной ионизации на пути к анодной границе ( $i$ - $n$  переход,  $x = d$ ). При этом в среднем за время пролета  $t_{np} = d/v_s$  ( $v_s$  – скорость насыщения) в  $n$ -область синфазно уйдут  $n_i(0)$  электронных сгустков со средним числом  $\exp(d \cdot \alpha(E))$  электронов в каждом, то есть

$$n_{i+1}(d) = n_i(0) \cdot \exp(d \cdot \alpha(E)) \quad (11)$$

В результате тех же актов электронной ударной ионизации в течение временного интервала  $\Delta t = 2t_{np}$  окрестность катодной границы пересечет такое же количество дырок. Эти дырки, несмотря на сравнительно небольшую величину ионизационного интеграла, создадут в слое протяженностью  $\alpha^{-1}$  у катодной границы ( $x = 0$ ) в момент времени  $t_{i+1} = t_i + \Delta t$  новые электроны в количестве

$$n_{i+1}(0) = n_i(0) \cdot \exp(d \cdot \alpha(E)) \cdot \frac{\beta(E)}{\alpha(E)} = q \cdot n_i(0), \quad (12)$$

которые и «запустят» следующую стадию формирования лавинного процесса.

В четвертом разделе второй главы построен эффективный алгоритм расчетной процедуры определения формы токовых импульсов и приведены результаты численного моделирования.

Чтобы проследить развитие процесса разрядки емкости диода при превышении напряжения на диоде над пороговым, необходимо, наряду с формулой для среднего коэффициента усиления (10), также учитывать изменение напряжения на лавинном фотодиоде, определяющего численное значение коэффициента (10). При этом диод с одной стороны, разряжается внутренним током электронных сгустков и дырочных «хвостов», а с другой – дозаряжается током от источника питания  $V_u$  через нагрузочное сопротивление  $R_n$ . Упрощенная эквивалентная схема, иллюстрирующая этот процесс, показана на рис 3(а).

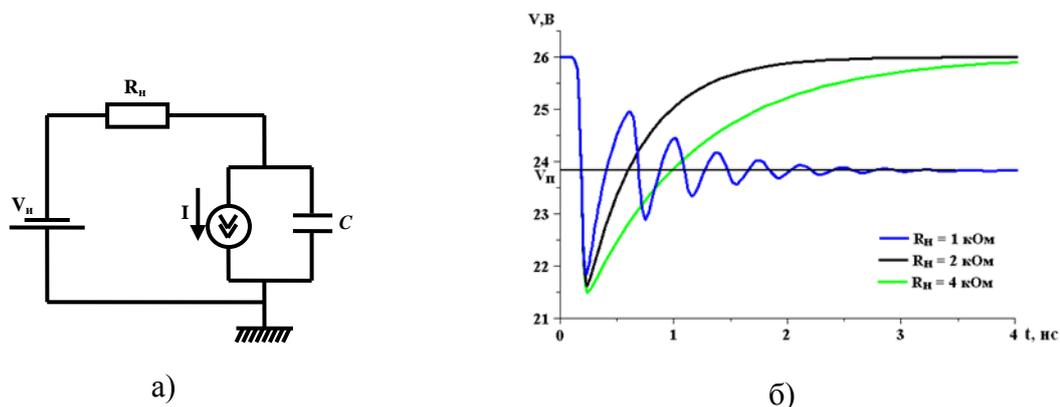


Рис. 3. а) Упрощенная эквивалентная схема однофотонного лавинного фотодиода. б) Характерные временные зависимости напряжения на диоде (результаты численного моделирования  $d = 0,7 \text{ мкм}$ ,  $C = 250 \text{ фФ}$ )

Приведенной схеме включения отвечает парциальное изменение напряжения на диоде за интервал  $\Delta t = 2t_{np}$  дискретизации текущего времени:

$$V_{i+1} = V_i - \left( e \cdot n_{i+1}(d) - \frac{(V_u - V_i)\Delta t}{R_n} \right) \cdot C^{-1}, \quad (13)$$

где  $C = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$  - емкость диода,  $e$  - элементарный заряд.

Система уравнений (11, 12, 13) представляет собой простую итерационную модель развития лавинного процесса в фотодиоде. Для корректной реализации модели использовались только целочисленные значения  $n_i$ , что особенно важно для числа иницирующих электронов. При этом, как только  $n_i(0)$  становится равным нулю в предложенной итерационной схеме, лавинный пробой автоматически «выключается», что позволяет току во внешней цепи через  $R_n$  восстановить напряжение на диоде до исходного напряжения источника питания. При моделировании использовались следующие начальные значения параметров:  $V_0 = V_u$  - напряжение источника питания,  $n_0(d) = 0$  - число электронов у анодной границы в начальный момент времени  $t_0$ ,  $n_0(0) = 1$  - первичный фотоэлектрон у катодной границы в начальный момент времени  $t_0$ . Остальные необходимые для расчета технологические параметры лавинного фотодиода и эквивалентной схемы: емкость диода  $C$ , длину пролетной области  $d$ , сопротивление нагрузки  $R_n$  - легко задавать и варьировать.

На рис. 3(б) приведены зависимости напряжения на лавинном фотодиоде, включенном одиночным электроном, от времени для напряжения источника  $V_u = 26 \text{ В}$  при нескольких характерных значениях сопротивления нагрузки  $R_n = 1, 2, 4 \text{ кОм}$ . Оказалось, что значению  $R_n = 1 \text{ кОм}$  отвечает своеобразное апериодическое «включение» стационарного пробоя с напряжением  $V_n = 23,8 \text{ В}$  и током, определяемым падением избыточного напряжения (перенапряжения)  $(V_u - V_n)$  на нагрузочном сопротивлении. А при  $R_n \geq 2 \text{ кОм}$  происходит восстановление напряжения питания на фотодиоде в результате полного выключения лавинного тока во временном промежутке, когда напряжение на диоде было ниже порогового.

Следует отметить практически одинаковое поведение всех этих кривых на первом этапе релаксационного процесса, который распространяется до напряжения существенно меньшего, чем  $V_n$ , что обусловлено специфической инерционностью лавинного процесса. Анализируя результаты построенной простой теоретической модели работы кремниевого лавинного фотодиода, можно сформулировать несколько основных выводов:

— в режиме лавинного пробоя в области умножения кремниевого фотодиода подавляющее число ионизаций инициируется электронами ( $\alpha > \beta$ );

- преобладание электронных ионизаций компенсирует недостаток дырочных, так что результирующий коэффициент положительной обратной связи не превышает разумных значений  $\sim 2,5$ ;
- форму однофотонного импульса отличает быстрая стадия лавинной разрядки емкости диода с характерной длительностью около  $0,1 - 0,3$  нс, и относительно медленная стадия (восстановления) дозарядки, длительность которой определяют электрические параметры внешней цепи;
- при слишком быстрой дозарядке диод переходит в состояние стационарного лавинного пробоя с напряжением  $V = V_n$  и стационарным током  $(V_u - V_n)/R_n$ .

#### Динамика токовых импульсов с учетом латеральной неоднородности.

Рассматривается сложная пространственная структура задачи, а именно, высокая локализация исследуемого нестационарного процесса лавинной перезарядки по площади диодной структуры. Поскольку главная фаза нестационарного процесса лавинной разрядки емкости диода, инициированная единичным электроном в какой-то случайной точке его площади, столь быстротечна (несколько десятых наносекунд), естественно предположить, что в это малое время перезарядиться до глубоко подпороговых значений сможет относительно малая часть площади диода. Поэтому в конкурирующем процессе дозарядки емкости диода от источника напряжения появится дополнительная временная задержка на растекание локального инжектированного заряда по площади катодного коллекторного  $p^+$ -слоя структуры (рис. 1), что может кардинально проявиться в кинетике дозарядки, а, следовательно, повлиять (количественно) на соответствующий критерий самовыключения лавинного процесса.

Рассматривается электрическая реакция лавинного фотодиода (рис. 4(а)) на «прибытие» в центральную (для простоты) точку  $p^+$ - катода диода очередной порции положительного дырочного заряда, в характерный промежуток времени  $\Delta t = 2\tau_{np} \approx 2 \cdot 10^{-11}$  с.

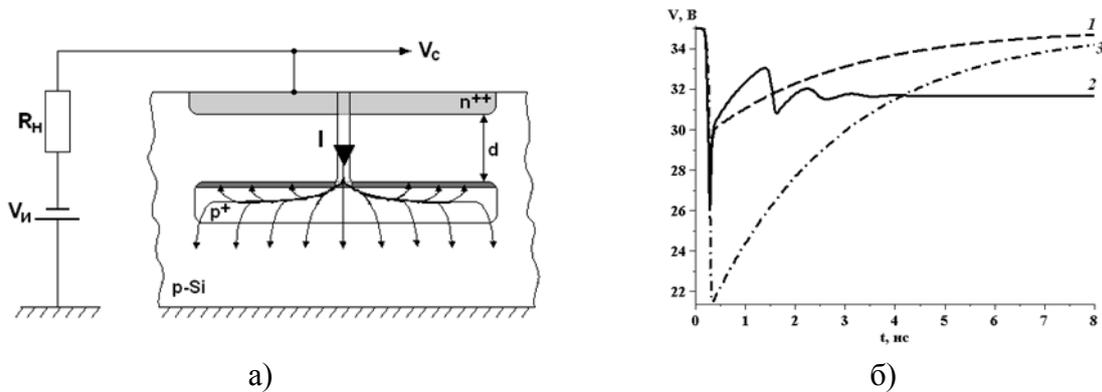


Рис. 4. а) Условная картина растекания электрического тока при локальном пробое лавинного фотодиода.  $V_{и}$  – напряжение источника питания,  $R_n$  – сопротивление нагрузки,  $V_c$  – сигнальное напряжение. б) Результаты моделирования возможных режимов ЛФД с емкостью 90 фФ и сопротивлением 10 кОм для  $R_n = 30$  кОм (кривая 1) и  $R_n = 12$  кОм (кривая 2). Для сравнения приведена кривая релаксации (3) ЛФД с малым (0.1 кОм) сопротивлением растекания

Вводится определение локального потенциала в катодном  $p^+$ -слое диодной структуры  $\varphi(r,t)$ , зависящего от времени и внутренней латеральной координаты  $r$ , тогда ток во внешней цепи задается интегральным соотношением:

$$I(t) = \int dS \frac{\varphi(r,t)}{\rho_s h_s} = \frac{S \int dS \varphi(r,t)}{\rho_s h_s S} = \frac{\int dS \varphi(r,t)}{R_n \cdot S}, \quad (14)$$

где  $\rho_s \approx 10$  Ом·см удельное сопротивление подложки,  $h_s \approx 10$  мкм - толщина ее слоя между  $p^+$ - обкладкой и заземляющей шиной,  $S$  – площадь диода ( $p^+$ -слоя). Соответственно полный емкостной заряд определяется выражением:

$$Q = V \cdot C - \left( \frac{R_n}{R_n} + 1 \right) C_0 \int dS \varphi(r, t) = Q_0 - \delta Q(t), \quad (15)$$

где удельная емкость диода  $C_0 = \varepsilon \varepsilon_0 / d \approx 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$ .

Комбинируя выражения (14), (15), получим

$$\frac{\delta Q}{(R_n + R_n)C} = -I = -\frac{d\delta Q}{dt} \quad (16)$$

Отсюда следует интересная особенность «сконструированной» для упрощения задачи внешней цепи (протяженный электрод заземления), заключающаяся в том, что любой нестационарный заряд  $Q$  релаксирует с одной и той же постоянной времени  $C(R_n + R_n)$  вне зависимости от формы его распределения по площади  $p^+$  - обкладки конденсатора (диода). Тем не менее, это обстоятельство необходимо учитывать для расчета текущих значений коэффициентов умножения  $\alpha$  и  $\beta$ , поскольку для этого необходимы текущие значения потенциала  $\varphi(0, t) = \Phi_t$ , при  $r = 0$ , т.е. в «точке» пробоя.

Для этого рассматривается известное решение двумерного телеграфного уравнения [9], описывающего центрально-симметричное расплывание заряда из окрестности точки  $r = 0$

$$\varphi(r, t) = \varphi_0 \frac{t_0}{t} \cdot \exp\left(-\frac{r^2 RC_0}{4t}\right), \quad (17)$$

где  $R \approx 10 \text{ кОм}$  – сопротивление  $p^+$  - слоя,  $\varphi_0 t_0$  – постоянная интегрирования. В качестве  $t_0$ , естественно, выбирается характерное время задачи  $\tau \approx 2t_{пр} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ . Интегрирование по площади потенциала (17), умноженного на  $C_0$ , дает соответствующий заряд

$$q = \int dS C_0 \varphi(r, t) = \frac{4\pi t_0}{R} \varphi_0 \quad (18)$$

Здесь коэффициент  $4\pi t_0 / R = \Delta C$ , тем больший, чем меньше сопротивление растекания  $R$ , отражает характерное расплывание отдельной порции локального дырочного заряда за время его «введения» в систему. Он играет роль дискреты эффективной емкости растекания, которая, увеличиваясь со временем, достигает номинальной емкости диода  $C$  за время  $t = n\tau$ , где  $n = C/\Delta C$  - число временных интервалов  $\tau$ , за которое введенный заряд успевает распространиться по всей площади диода. При этом, в соответствии с формулой (18), интересующий потенциал центральной точки  $\Phi_t$  уменьшается обратно пропорционально дискретному времени  $i\tau$ , достигая стационарного значения при  $i = n$ . Сама же формула (18) позволяет по величине парциального заряда  $q_i$ , локально инжектированного на соответствующей стадии лавинного процесса в  $p^+$  - обкладку исследуемой диодной структуры, рассчитать амплитуду  $\varphi(0, i)$  – компоненту потенциала, отвечающего компоненте заряда  $q_i$ .

Предлагается модифицированная итерационная схема моделирования с учетом динамики растекания в катодном слое. Обозначив число электронов, инициирующих  $i$ -ю стадию процесса, генерированных в прикатодном слое протяженностью  $\alpha^{-1}$ , на предыдущей  $(i-1)$  стадии как  $N_{i-1}$ , можно записать сначала парциальный заряд электронного сгустка, пришедшего на анод в  $i$  интервал дискретного времени:

$$q_i = eN_{i-1} \exp\{\alpha(V - \Phi_{i-1}) \cdot d\}. \quad (19)$$

Точно такой же величине равен и парциальный заряд дырок, пришедших на катод за временной интервал  $2t_{пр}$ , сгенерировав при этом  $N_i$  новых электронов для инициации следующей  $(i+1)$  стадии процесса

$$N_i = N_{i-1} \exp\{\alpha(V - \Phi_{i-1}) \cdot d\} \cdot \frac{\beta(V - \Phi_{i-1})}{\alpha(V - \Phi_{i-1})} \quad (20)$$

Полный дополнительный заряд на обкладках диода увеличивается за счет поступления очередной порции лавинного тока и уменьшается, «вытекая» во внешнюю цепь:

$$Q_i = \sum_{j=1}^i \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}, \quad (21)$$

где  $\tau_n = (R_n + R_{\text{н}})C$ .

Соответственно, ток во внешней цепи равен

$$I_i = \frac{1}{\tau_n} \sum_{j=1}^i q_j \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}, \quad (22)$$

а напряжение на диоде  $V_{\text{н}} - IR_{\text{н}}$ .

Чуть более сложный вид имеет формула для локального потенциала  $\Phi$  в точке пробоя

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{q_j}{\Delta C} \frac{\exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}}{\min\left\{(i-j+1), \frac{C}{\Delta C}\right\}}. \quad (23)$$

Следует обратить внимание на то, что числитель в формуле (23) отвечает «утеканию» инжектированных зарядов во внешнюю цепь, а знаменатель – их «растеканию» из «точки» пробоя по площади диода.

На рис. 4(б) приведены кривые релаксации для значений  $R_{\text{н}} = 30$  и  $12$  кОм. И в том, и в другом случае зависимости демонстрируют быструю лавинную стадию разрядки емкости диода до значений существенно ниже напряжения пробоя (горизонтальный участок линии 2).

Тем не менее, на стадии восстановления явно различаются два этапа. В быстром этапе превалирует восстановление локального потенциала за счет растекания по площади  $p^+$ - катода дырочного заряда, инжектированного в точку пробоя. Этот этап достаточно близко подводит локальный потенциал (снизу) к потенциалу  $V_{\text{н}}$  стационарного режима лавинного процесса ( $q = 1$ ), облегчая при этом задачу второго, более медленного этапа обычной  $R_{\text{н}}C$  дозарядки (уход оставшегося неравновесного дырочного заряда во внешнюю цепь через подложку). Задачей второго этапа является смещение общего уровня потенциала так, чтобы его локальное (в точке пробоя) значение превзошло критический потенциал  $V_{\text{н}}$ . В этом случае лавина сможет развиться снова, если к тому времени в ней останется сколько-нибудь значимое количество иницирующих электронов. Последнее обстоятельство объясняет тот важный аспект, что для выключения лавинного процесса необходимо соответствующее замедление  $R_{\text{н}}C$  дозарядки и увеличение критического сопротивления нагрузки с 1 до порядка 20 кОм.

Продлав значительную серию численных экспериментов для широкой области значений внешних параметров  $C$  и  $R$ , были получены зависимости критического сопротивления нагрузки  $R_{\text{н}}^*$  от сопротивления имплантированного слоя  $R$  (рис. 5)

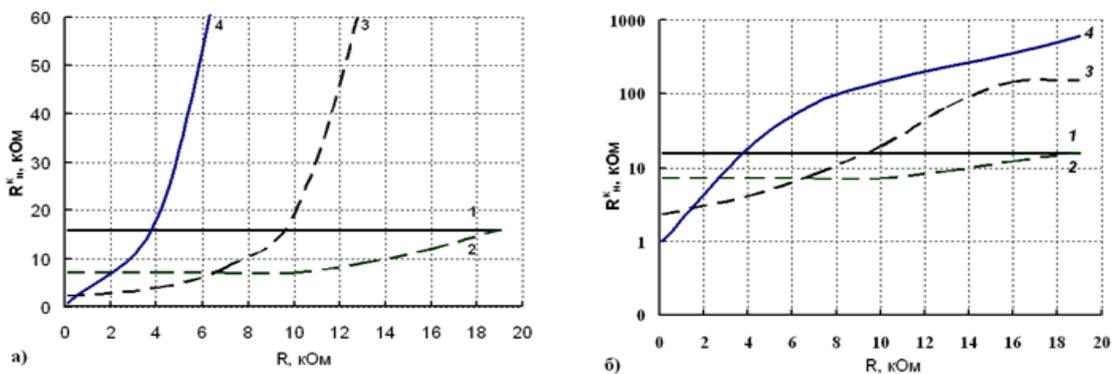


Рис. 5. Результаты серии численных экспериментов по определению значений критического сопротивления нагрузки: а) в линейном масштабе; б) в логарифмическом

масштабе. Кривые на графиках соответствуют следующим значениям емкости  $C$ , фФ:

$$1 - 10, 2 - 30, 3 - 90, 4 - 270$$

Результаты, представленные на рис. 4(б) и рис. 5(а,б), убедительно доказывают важность рассмотренного физического явления (растекания тока) в формировании импульсной реакции лавинного фотодиода на однофотонное возбуждение. Поскольку именно учет своеобразной динамики растекания заряда из точки пробоя переводит расчетные значения требуемых нагрузочных сопротивлений в область реальных величин, соответствующих практике эксперимента и проектирования сенсорных устройств на основе лавинных фотодиодов. Не менее важно, что данная модифицированная модель позволяет определить необходимую дозу имплантации  $p^+$ -слоя, которую обычно, в целях минимизации дефектности активной области приборных структур, стремятся уменьшить.

### Нестабильность начальной стадии лавинного процесса.

В начальной стадии развития лавинного процесса со сравнительно малым количеством носителей в области сильного поля в наибольшей степени проявляется случайность процесса регенерации тока [5].

Анализируя элементарный акт регенерации, получены функции распределения его результатов для одного, двух и трех электронов на «входе» единичной петли обратной связи. Показано, что с ростом числа носителей на входе петли обратной связи наблюдается тенденция к уменьшению относительных флуктуаций числа частиц в лавине уже на первых этапах развития процесса. Вероятность нулевой результативности единичной регенерации существенно подавляется, что позволяет сформулировать критерий эффективности, как по меньшей мере удвоение иницирующего электрона уже на первой стадии процесса размножения:

$$K = \sum_{k=2}^{\infty} Q_{(k)} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{1+q} \left( \frac{q}{1+q} \right)^k = \left( \frac{q}{1+q} \right)^2. \quad (24)$$

Учитывая случайность координаты фотогенерации первичного электрона в области сильного поля, получена спектральная зависимость  $K_{\phi}(\lambda)$  усреднением аналога формулы (24) по функции поглощения световых квантов  $P(x) = \eta(\lambda) \cdot e^{-\eta(\lambda) \cdot x}$ , где  $\eta(\lambda)$  - коэффициент поглощения в кремнии:

$$K_{\phi} = \langle K(x) \rangle + \left\langle \frac{q(x)}{(1+q(x))^2} \right\rangle K + K e^{-\eta(\lambda) d}, \quad (25)$$

Соответствующие зависимости  $K_{\phi}(\lambda)$  приведены на рис. 6(а)

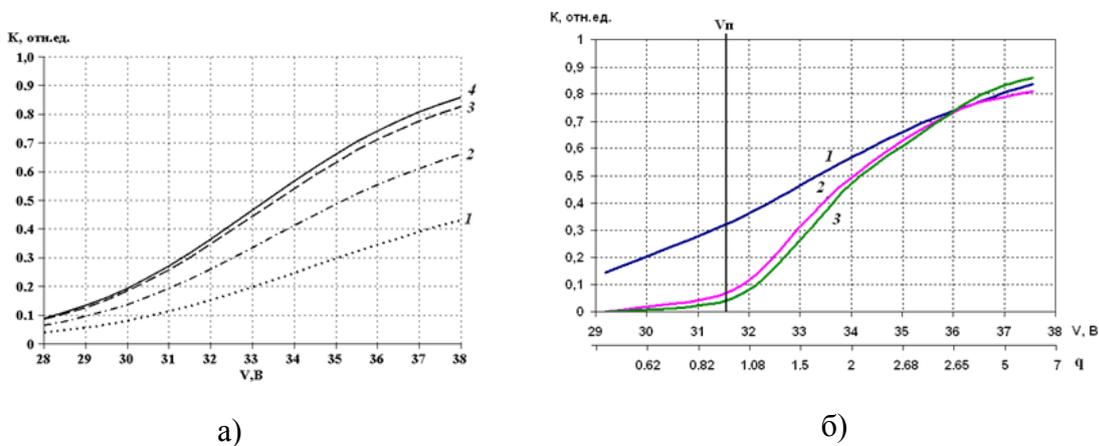


Рис. 6. а) Зависимость эффективности фотоэлектрического преобразования  $K_{\phi}(\lambda)$  от напряжения при возбуждении монохроматическим излучением (1 -  $\lambda = 0,5$  мкм; 2 -  $\lambda = 0,6$  мкм; 3 -  $\lambda = 0,8$  мкм; 4 -  $K$  по формуле (24)); б) Зависимости коэффициента эффективности

одноэлектронного возбуждения лавины от напряжения, рассчитанные: 1 – теоретически (по результативности одной петли обратной связи); 2 – упрощенная Монте-Карло модель (раздел 4.3); 3 – обобщенная Монте-Карло модель с высокой степенью дискретизацией

Графики 1,2,3 рис. 6(б) демонстрируют рост эффективности для более длинноволновых фотонов, поскольку последние генерируют первичный фотоэлектрон в прикатодном  $\alpha$ -I слое с большей вероятностью.

Чтобы преодолеть сомнения в адекватности оценки эффективности по результатам усиления первой петли обратной связи, была разработана специализированная Монте-Карло модель эволюции лавинного процесса на более длительном промежутке времени, включающим несколько (вплоть до десяти) петель обратной связи. Критерием неэффективности в модели служило отсутствие электронов на выходе из последней петли. Полученные численные результаты (кривая 2 на рис. 6(б)) демонстрируют ожидаемое существенное падение эффективности в окрестности напряжения пробоя и достаточную близость к аналитической зависимости (24) (кривая 1 на рис. 6(б)) при сравнительно больших надпробойных напряжениях. Полученный результат позволил оценить характерную длительность импульсов квазистационарного лавинного тока (микроплазменный режим), сформулировав критерий самовыключения лавинного процесса. Соответствующие вычисления показывают, что при сопротивлениях нагрузки порядка нескольких сотен КОм, длительность микроплазменных импульсов находится в диапазоне 0,1-10 мкс, что согласуется с известными экспериментальными данными. Построена обобщенная Монте-Карло модель лавинного процесса с высокой степенью дискретизации пространственно-временных координат. В принципе, эта модель, свободная от использованных ранее упрощений ( $\alpha \ll \beta$ ,  $\Delta t = 2t_{np}$  и т.п.), дает наглядную картину статистически разупорядоченных начальных стадий развития лавины. Полученная в рамках этой модели, эффективность преобразования фотоэлектрона в сигнальный импульс (кривая 3 на рис. 6(б)), практически полностью совпадает с предыдущей зависимостью (кривая 2 на рис. 6(б)), что подтверждает правомочность разработанной модели включения, равно как и адекватность использованных упрощений при анализе импульсных переходных процессов в ЛФД.

### **Результаты работы**

Новое направление быстродействующих детекторов слабого излучения основано на использовании ЛФД в режиме счета фотонов. Каждый пиксель включает матрицу ЛФД, а простая цифровая схема регистрирует суммарное число лавинных импульсов за интервал экспозиции. Этот метод обеспечивает предельно высокую чувствительность фотоприемника и высокое быстродействие. До настоящего времени не существовало методов и средств проектирования и оптимизации интегральных фотоприемников на основе ЛФД.

- Разработана новая модель перезарядки емкости лавинного фотодиода, учитывающая ограничения конструкции и профили легирования слоев и позволяющая оптимизировать конструкцию интегрального лавинного фотодиода для счета фотонов.
- Установлено, что в режиме счета фотонов емкость лавинного фотодиода разряжается до напряжений существенно меньше пробивного. Режим счета фотонов реализуется при задержке сигнала во внешней цепи не менее 1 нс, что на порядок больше времени нарастания тока лавинного импульса.
- Нестабильность фронта сигнального импульса определяется случайным характером регенерации лавинного пробоя и составляет 3-5 времен пролета носителей.
- Теоретические расчеты и эксперименты показывают, что регистрация световых импульсов в режиме счета фотонов может осуществляться с разрешением 5 нс.

### **Литература:**

[1] Верховцева А.В., Ванюшин И.В., Гергель В.А., Зеленый А.П., Зимогляд В.А., Тишин Ю.И. Статистические особенности зарождения процесса лавинного умножения в

- полупроводниках с различающимися коэффициентами ударной ионизации // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 11. С. 1403-1414.
- [2] Адамов Ю.Ф., Сибатулин А.Г., Сомов О.А. Тенденции развития сенсорных систем и интеллектуальных датчиков // Датчики и системы. 2011. № 5. С. 58-59.
- [3] Верховцева А.В. Моделирование динамики развития локального микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодных структурах // Нелинейный мир. 2009. Т. 7. № 3. С. 212.
- [4] Верховцева А.В. Исследование динамики микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодных структурах // Сб. тезисов докладов 16-й Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика - 2009». М.: МИЭТ, 22-24 апреля 2009. С. 35.
- [5] Ruida Yun, Valencia Joyner A Monolithically Integrated Phase-sensitive Optical Sensor for Frequency-Domain NIR Spectroscopy // IEEE Sensors Journal. July 2010. V. 10. № 7. pp. 1234-1242.