

УДК 621.383.4

## ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕСС УМНОЖЕНИЯ ЕДИНИЧНОГО НОСИТЕЛЯ ЗАРЯДА

С. В. Богданов, В. Э. Шубин, Д. А. Шушаков

*Предложена модель, описывающая динамику лавинного умножения в МДП-структуре. Показано, что нестационарность поля, проявляющаяся при умножении единичного носителя заряда, позволяет достигать полей, существенно превышающих пробивное для лавинного  $p$ - $n$ -перехода, при значительном уменьшении характерного времени умножения. Зависимость коэффициента умножения от поверхностного потенциала полупроводника в этих условиях становится близкой к линейной.*

В полупроводниковых структурах с барьером, например, гетеро- или МДП-структурах, процесс лавинного умножения носителей заряда протекает в условиях, существенно отличающихся от реализуемых в традиционном  $p$ - $n$ -переходе. Главным отличием является нестационарность поля в области умножения, обусловленная экранирующим действием накапливающегося перед барьером заряда неосновных носителей, рождаемых в процессе умножения в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника.

Имеющаяся модель, описывающая динамику процессов, протекающих в лавинной МДП-структуре [1, 2], построена в предположении квазистационарности поля, позволяющем использовать зависимость коэффициента умножения от напряженности поля, полученную для лавинного  $p$ - $n$ -перехода. По сути это предположение означает, что за время умножения единичного носителя поле не меняется, однако каждый следующий носитель умножается в поле, ослабленном за счет инверсионного заряда, накопившегося при умножении всех предыдущих носителей.

Квазистационарная модель хорошо описывает динамику умножения импульсного фототока при небольших (до  $10^3$ ) коэффициентах умножения, однако при коэффициентах  $10^4 - 10^5$  наблюдается существенное расхождение с экспериментальными результатами.

В настоящей работе предлагается модель, описывающая динамику умножения единичного носителя заряда с учетом нестационарности поля, обусловленной влиянием зарядовой отрицательной обратной связи (ЗООС).

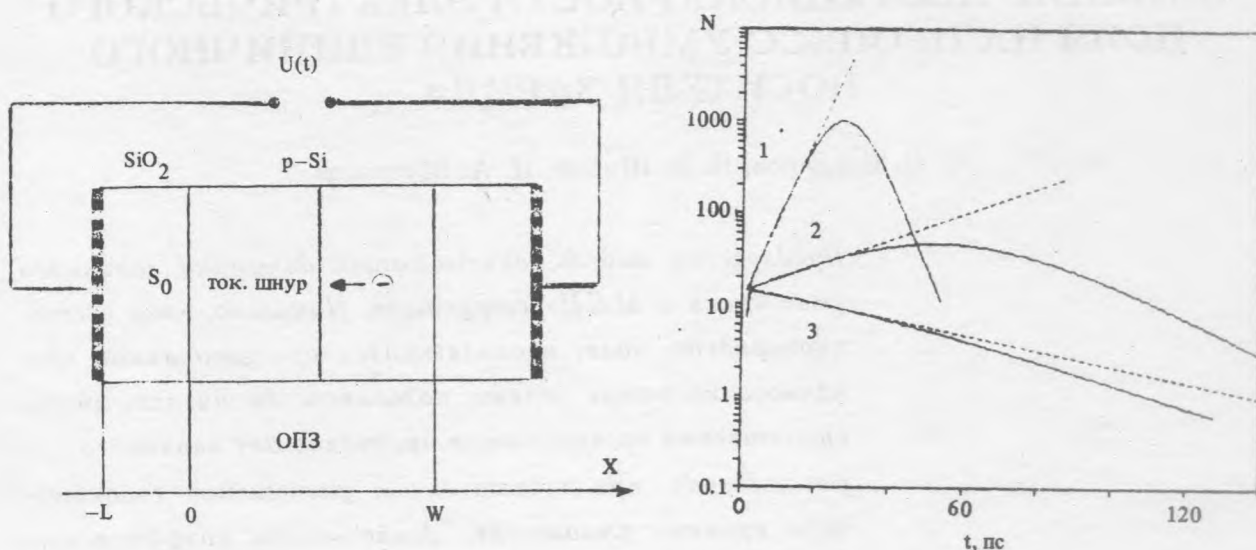


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая процесс умножения в лавинной МДП-структуре.

Рис. 2. Зависимость числа носителей  $N$  в токовом шнуре от времени для  $p$ - $n$ -перехода (пунктир) и структуры с ЗООС (сплошная линия).  $\Delta\psi_s = 0,58$  В (1),  $\Delta\psi_s = 0,08$  В (2),  $\Delta\psi_s = -0,07$  В (3).

На рис. 1 схематически изображен процесс умножения единичного носителя заряда в лавинной МДП-структуре. Линейно нарастающий импульс напряжения обедняющей полярности создает и поддерживает в кремниевой подложке структуры неравновесное поле, достаточное для развития процесса ударной ионизации. Электрон, генерируемый в ОПЗ кремния или приходящий из квазинейтрального объема, попадает в область умножения и инициирует возникновение там токового шнура, состоящего из электронов и дырок, рождаемых в результате множественных актов ударной ионизации. Время существования этого шнура, в дальнейшем – характерное время умножения  $\tau$ , может значительно превосходить время пролета носителя через область умножения, так как акты ионизации производит не только первичный носитель, попадающий в область умножения, но и его "потомки".

Дырки, рождаемые в шнуре, уходят в квазинейтральный объем, а электроны накапливаются на границе раздела, экранируя поле в области токового шнура. Задача может

быть сведена к одномерной, если предположить, что в пределах некоторой эффективной площади растекания  $S_0(t)$  плотность заряда можно считать однородной.

В настоящей работе рассматриваются основные закономерности влияния ЗООС на динамику умножения на примере наиболее простого случая – когда  $S_0$  не зависит от времени<sup>1</sup> и отток заряда через барьер<sup>2</sup> отсутствует.

Динамика развития токового шнура в условиях действия ЗООС может быть описана с помощью нестационарных уравнений непрерывности для электронных и дырочных токов  $J_n(x, t)$ ,  $J_p(x, t)$ :

$$e \frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \alpha_n(E) J_n(x, t) + \alpha_p(E) J_p(x, t) + \frac{\partial J_n(x, t)}{\partial x}, \quad (1)$$

$$e \frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = \alpha_n(E) J_n(x, t) + \alpha_p(E) J_p(x, t) - \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x}. \quad (2)$$

Здесь  $e$  – заряд электрона;  $n, p$  – концентрации электронов и дырок;  $\alpha_n, \alpha_p$  – коэффициенты ударной ионизации;  $E = E(x, t)$  – поле в полупроводнике.

Пространственное распределение поля в ОПЗ полупроводника может быть получено из уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = -\frac{e N_a}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{для } 0 < x < W, \quad (3)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = 0 \quad \text{для } -L < x < 0, \quad (4)$$

где  $N_a$  – концентрация легирующей примеси;  $\epsilon_0, \epsilon_s$  – диэлектрическая постоянная вакуума и относительная диэлектрическая постоянная полупроводника.

Временная зависимость поля определяется уравнениями Гаусса и баланса напряжений:

$$\epsilon_0 \epsilon_s E(-0, t) = \epsilon_0 \epsilon_s E(+0, t) - \sigma(0, t), \quad (5)$$

$$U(t) = \Psi_s - LE(-0, t). \quad (6)$$

<sup>1</sup>Практически этот вариант может быть реализован, например, путем создания на структуре потенциального рельефа, ограничивающего область растекания, или просто использованием структуры малой площади.

<sup>2</sup>Заряд может не только растекаться вдоль границы раздела, но и отводиться через широкозонный слой, что позволяет создавать приборы с ЗООС с постоянным напряжением питания.

Здесь  $E(-0, t) = E_i$  и  $E(+0, t) = E_s$  – поле в диэлектрике и в полупроводнике вблизи границы раздела;  $\Psi_s(t) = -\int_0^W E(x, t) dx$  – поверхностный потенциал полупроводника;  $\sigma(t) = \int_0^t J_n(0, t') dt'$  – плотность заряда неосновных носителей, накопленных на границе раздела;  $\epsilon_i$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $U(t)$  – напряжение на структуре.

Для случая, когда токовый шнур инициируется одним носителем, коэффициент умножения  $M$  может быть найден по формуле

$$M = S_0 \sigma_{t \rightarrow \infty}(t).$$

В квазистационарной системе вместо уравнений (1), (2) использовалась полуэмпирическая формула Миллера [3], связывающая непосредственно величину коэффициента умножения с поверхностным потенциалом полупроводника, что эквивалентно замене нестационарных уравнений непрерывности на стационарные.

Используя формулу Миллера, несложно получить оценку границ применимости квазистационарной модели, исходя из условия, что изменение коэффициента умножения после умножения единичного заряда должно быть мало по сравнению с величиной начального умножения, то есть  $M^2 \ll e^{-1} \Psi_b S_0 C_i$ , где  $\Psi_b$  – потенциал пробоя полупроводника, а  $C_i$  – удельная емкость диэлектрика.

Эксперимент [4] показал, что для структуры с толщиной диэлектрика  $1000 \text{ \AA}$  влияние ЗООС начинает сказываться при  $M > 10^3$ , что соответствует величине  $S_0 \approx 10 \text{ мкм}^2$ .

Система уравнений (1) – (6) решалась численно. В момент  $t = 0$  в систему "запускался" заряд, соответствующий одному электрону, и рассчитывались временные зависимости числа носителей в шнуре для различных начальных напряженностей поля в кремнии. Затем строились зависимости коэффициента умножения  $M$  и характерного времени умножения  $\tau$  (определяемого по спаду тока в шнуре в  $e$  раз) от величины начального поля  $E_s$  в полупроводнике.

На рис. 2 показаны временные зависимости числа носителей в шнуре, полученные для различных начальных напряженностей поля с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктир) действия ЗООС.



Рассмотрим решения, полученные для стационарного поля, соответствующие аналогичным зависимостям для резкого несимметричного  $p$ - $n$ -перехода<sup>3</sup>.

Как видно из графика, в стационарном<sup>4</sup> поле число носителей в шнуре экспоненциально возрастает при больших полях и спадает при малых после некоторого переходного процесса, который мы рассматривать не будем. Назовем критическим поле, при котором число носителей остается постоянным. При  $E_s = E_{cr}$  коэффициент умножения, равный интегралу от тока в шнуре, и время умножения  $\tau$  стремятся к бесконечности. Очевидно, что  $E_{cr}$  соответствует напряжению пробоя  $U_b$  для  $p$ - $n$ -перехода. При превышении этого напряжения ток в шнуре неограниченно растет до наступления теплового пробоя полупроводника.

В случае действия ЗООС коэффициент умножения остается конечным даже при полях, превышающих критическое, так как напряженность поля непрерывно падает за счет экранировки и рано или поздно процесс переходит в докритическую область.

На рис. 3 показаны зависимости характерного времени умножения  $\tau$  от напряженности поля  $E_s$  при наличии и отсутствии ЗООС. Для  $p$ - $n$ -перехода (кривая 1)  $\tau$  растет с ростом  $E_s$  аналогично коэффициенту умножения и стремится к бесконечности при  $E_s \rightarrow E_{cr}$ . Для нестационарного поля (кривая 2)  $\tau$  растет при  $E_s < E_{cr}$ , пока влияние ЗООС сказывается слабо, и спадает при  $E_s > E_{cr}$ . Существенно, что в случае ЗООС некоторый заданный коэффициент умножения может быть набран за меньшее время за счет большей плотности тока в шнуре.

На рис. 4 показаны расчетные кривые зависимости коэффициентов умножения от  $E_s$  при отсутствии (кривая 1) и при наличии (кривые 2, 3) ЗООС. Кривые 2, 3 соответствуют эффективным площадям растекания  $S_0 = 7,5$  и  $5 \text{ мкм}^2$ .

Расчет показал, что при  $E_s \gg E_{cr}$  значение  $M$  в структуре с ЗООС растет пропорционально величине перенапряжения  $\Delta\Psi_s = \Psi_s - \Psi_{cr}$  и эффективной площади растекания  $S_0$ . Этот результат может быть легко объяснен. Действительно, ток в шнуре начнет падать только тогда, когда накопившийся на площади  $S_0$  заряд заэкранирует поле на величину перенапряжения. А так как при инжекции одного носителя коэффициент умножения численно равен количеству зарядов в инверсионном слое, накопленных за время умножения, то  $M = e^{-1}\sigma(\tau)S_0 \approx S_0\Delta\Psi_s(eC_i)^{-1}$ .

<sup>3</sup>При сопоставлении с  $p$ - $n$ -переходом поверхностному полю  $E$  и поверхностному потенциалу  $\Psi$  МДП-структуры соответствуют величины максимального поля  $E_m$  и напряжения  $U$  на  $p$ - $n$ -переходе.

<sup>4</sup>В данном случае решения для квазистационарной и стационарной систем идентичны, так как речь идет об умножении одного носителя.

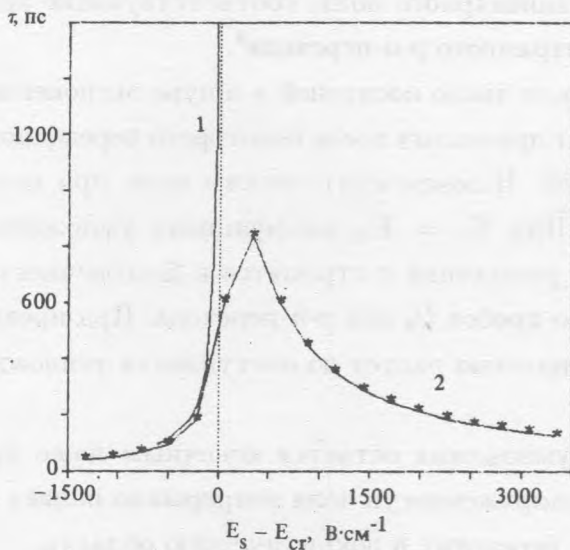


Рис. 3. Зависимость характерного времени умножения  $\tau$  от напряженности поля для  $p$ - $n$ -перехода (1) и структуры с ЗООС (2).

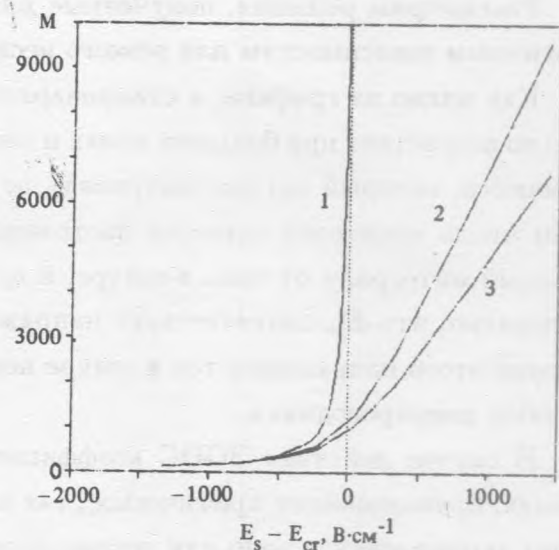


Рис. 4. Зависимость коэффициента умножения  $M$  от напряженности поля для различных значений  $S_0$ :  $S_0 \rightarrow \infty$  (структура без ЗООС) (1),  $S_0 = 7,5 \text{ мкм}^2$  (2),  $S_0 = 5 \text{ мкм}^2$  (3).

Таким образом, основными проявлениями особенностей лавинного процесса с ЗООС являются:

1. расширение диапазона напряженностей, в котором развивается лавинный процесс, в область надкритических полей, где зависимость  $M(\Psi_s)$  становится линейной;
2. уменьшение времени развития лавинного процесса, особенно при больших коэффициентах умножения, когда напряженность поля превышает критическое значение.

Указанные особенности лавинного процесса в структурах с ЗООС могут иметь большое прикладное значение при разработке лавинных фотоприемников, так как они позволяют:

1. достигать больших коэффициентов умножения без возникновения микроплазм, характерных для лавинных  $p$ - $n$ -переходов;
2. понизить требования к однородности свойств фотоприемника по площади;
3. снять проблему со стабилизацией рабочей точки, особенно при больших коэффициентах умножения (проблема стабилизации рабочей точки и жесткие требования к однородности не позволяют создавать многоэлементные фотоприемники на базе лавинных  $p$ - $n$ -переходов);

4. повысить быстродействие фотоприемника, особенно при работе с большими коэффициентами умножения.

Первые три пункта связаны с изменением характера зависимости  $M(\Psi_s)$ , а четвертый – с уменьшением  $\tau$ .

Рассмотрим подробнее причины образования микроплазм в лавинных  $p$ - $n$ -переходах в рамках развитой выше качественной модели.

В случае, если  $p$ - $n$ -переход, работающий при большом умножении, когда  $E \rightarrow E_{cr}$ , имеет даже незначительные флуктуации напряженности поля по площади (например, за счет неоднородности легирования полупроводника), то часть его площади может оказаться в надкритическом режиме. При образовании токового шнура в такой области, число носителей в нем неограниченно растет. Это приводит к тепловому пробоем  $p$ - $n$ -перехода, либо, если ток в шнуре ограничивается за счет объемного сопротивления полупроводника<sup>5</sup>, возникает самоподдерживающийся токовый шнур – микроплазма.

Превышение критической напряженности поля в структурах с ЗООС не приводит к возникновению микроплазм, а вариации напряженности поля по площади вызывают лишь слабые (близкие к линейным) вариации коэффициента умножения, что и позволяет говорить о значительном снижении требований к однородности структуры и стабилизации напряжения рабочей точки.

Эксперименты подтвердили, что даже на простейших лавинных МДП-структурах с площадью порядка  $1 \text{ мм}^2$  реализуются большие (до  $10^5$ ) коэффициенты умножения без возникновения микроплазм, в то время, как в  $p$ - $n$ -переходах с такой площадью микроплазмы возникают уже при коэффициентах умножения порядка тысячи.

В заключение отметим, что воздействие зарядовой отрицательной обратной связи на процесс умножения не ограничивается проявлениями, перечисленными в данной статье. Одно из существенных следствий действия ЗООС – это изменение вероятностных распределений коэффициентов умножения, приводящее к кардинальному уменьшению шума лавинного умножения при работе в надкритических полях. При этом величина шум-фактора стремится к единице с ростом умножения и практически не зависит от соотношения коэффициентов ионизации для электронов и дырок. Это открывает перспективы для разработки мал шумящих быстродействующих лавинных приборов

<sup>5</sup>Ограничения могут быть обусловлены экранировкой объемным зарядом или падением напряжения на сопротивлении нагрузки. Важно, что при этом реализуется не зарядовая, а токовая ООС, поддерживающая шнур в критическом режиме.

(в том числе и многоэлементных) с большими коэффициентами умножения на базе различных полупроводниковых материалов. Результаты экспериментального и расчетного исследования вида вероятностных распределений умножения будут опубликованы в отдельной статье.

Авторы благодарят И. А. Жевнерова и других сотрудников ИПМ, оказавших существенную помощь в разработке программного обеспечения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта 93-02-14397 "Исследование фундаментальных основ новых методов регистрации ...". Руководитель проекта В. Э. Шубин.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кравченко А. Б., Плотников А. Ф., Попов Ю. М., Шубин В. Э. Квантовая электроника, 8, N 4, 785 (1981).
- [2] Bogdanov S. V., Kravchenko A. B., Plotnikov A. F., and Shubin V. E., Phys. Stat. Sol. (a), 93, 361 (1986).
- [3] Miller S. L., Phys. Rev., 99, 1234 (1955).
- [4] Шубин В. Э., Шущаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 - 6, 11 (1994).

Поступила в редакцию 30 декабря 1993 г.