

УДК 621.383.4

ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ВЕРОЯТНОСТНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЛАВИННОГО УМНОЖЕНИЯ

В. Э. Шубин, Д. А. Шушаков

В работе исследовались флуктуационные свойства нестационарного лавинного процесса, реализующегося в лавинных структурах с отрицательной обратной связью (ЛОС структурах). Рассмотрена физическая модель, а также результаты численного моделирования этого процесса. Показано, что в нестационарном надкритическом поле существенно меняется динамика умножения отдельных носителей заряда, что приводит к качественному изменению вида вероятностного распределения коэффициента умножения по сравнению с лавинным p - n -переходом. При этом уровень флуктуаций коэффициента умножения значительно снижается и перестает зависеть от соотношения коэффициентов ионизации электронов и дырок в полупроводнике.

В работах [1, 2] показано, что динамика развития лавинного пробоя в МДП структурах существенно отличается от реализуемой в p - n -переходах из-за нестационарности электрического поля в области умножения, проявляющейся на временах, сравнимых с характерным временем умножения и обусловленной действием зарядовой отрицательной обратной связи¹ (ЗООС).

В предложенной в [1] модели лавинный процесс представляется как совокупность независимо развивающихся в локальном по площади нестационарном электрическом

¹ Возникновение ЗООС в МДП структурах связано с тем, что рождающиеся в полупроводнике за счет лавинного размножения неосновные носители накапливаются на барьере полупроводник-диэлектрик и экранируют поле в области пробоя.

поле токовых шнуров, каждый из которых инициируется отдельным носителем заряда из умножаемого потока носителей. Динамика развития такого шнура описывается с помощью системы дифференциальных уравнений.

В рамках предложенной модели были описаны и смоделированы основные особенности нестационарного лавинного процесса, имеющего место в МДП структурах, и показано, что изменения в динамике умножения единичного носителя заряда в условиях нестационарности поля приводят к существенным изменениям макроскопических характеристик лавинного процесса.

Также показано, что инициация лавинного процесса в МДП структуре при напряженности поля в полупроводнике, превышающей критическое значение, не приводит к тепловому пробоему полупроводника, то есть лавинный процесс становится устойчивым в области сильных полей, а характерное время умножения при этом не растет пропорционально коэффициенту умножения, как в p - n -переходе, а, напротив, спадает. Зависимость же коэффициента умножения от начальной напряженности поля в полупроводнике становится более пологой (сублинейной) и продлевается в область надкритических напряженностей [2].

Однако дифференциальные уравнения не позволяют анализировать флуктуационные свойства лавинного процесса. В то же время, как показали эксперименты (например, [3]), уровень избыточных шумов в лавинных МДП структурах оказывается аномально низким по сравнению с p - n -переходом, особенно при высоких коэффициентах умножения.

В настоящей работе введенная в [1] модель расширяется за счет учета вероятностного характера ударной ионизации, что позволяет исследовать характер влияния ЗООС на вероятностные распределения коэффициента умножения, и, следовательно, на шумовые характеристики лавинного процесса.

Прежде, чем переходить к описанию особенностей нестационарного лавинного процесса, рассмотрим кратко, как в такой модели выглядит классический процесс умножения, развивающийся в стационарном электрическом поле.

На рис.1 показан n^+ - p -переход, к которому приложено такое обратное смещение, что поле в p -области становится достаточным для ударной ионизации. Распределение напряженности поля вдоль оси перехода показано на графике под рисунком.

Исходным будем считать состояние, когда свободные носители в области сильного поля отсутствуют – при приложении к p - n -переходу смещения дырки оттесняются полем в глубь полупроводника – в квазинейтральную область, а электроны – в n^+ область.

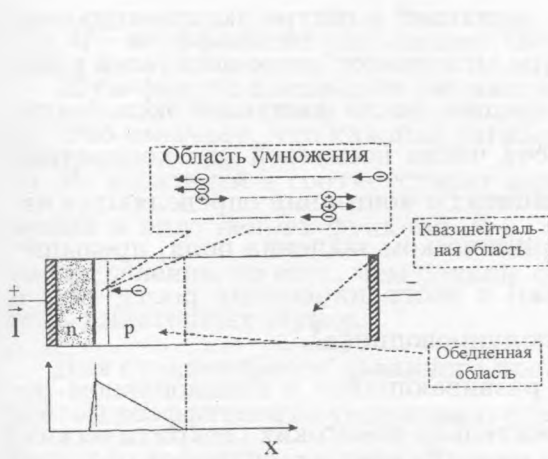


Рис. 1. Схематическое изображение процесса умножения единичного носителя заряда в лавинном p-n-переходе.

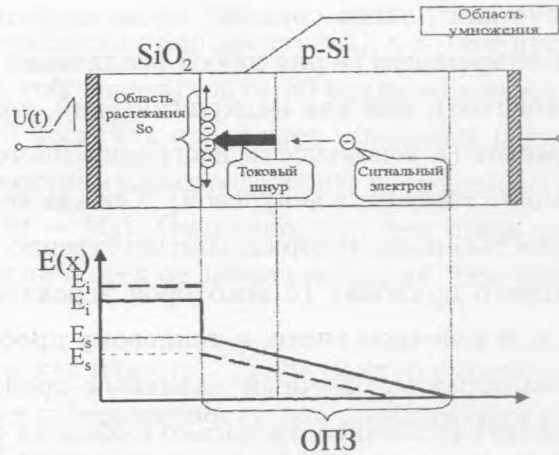


Рис. 2. Образование токового шнура в лавинной МДП структуре. На графике показано распределение напряженности поля вдоль оси токового шнура в момент инициации шнура (сплошные линии) и после нескольких ионизаций в шнуре (пунктирные линии).

Свободный электрон, появившийся в обедненной области, например, за счет фотовозбуждения, попадает в область умножения и набирает в поле энергию, достаточную для ионизации зона-зона. При пролете через область умножения этот иницирующий электрон образует одну или несколько электронно-дырочных пар и выходит из нее вместе с рожденными электронами. Однако процесс на этом не прекращается, так как дырки дрейфуют обратно, порождая новые пары. Рожденные ими электроны снова пересекают область умножения и т.д. Таким образом, инициация лавинного процесса единственным электроном приводит к образованию самоподдерживающегося токового шнура, который далее развивается самостоятельно в течение продолжительного времени, составляющего десятки и сотни времен пролета. В силу стохастичности процесса ударной ионизации число свободных носителей в шнуре флуктуирует со временем и в какой-то момент шнур обрывается, когда последний носитель выходит из области умножения, не породив потомков. Весь процесс от момента инициации шнура и до его обрыва считается умножением единичного носителя.

Динамика умножения носителя определяется коэффициентами ионизации электронов и дырок, то есть средним числом ионизаций, совершаемых носителем на единице пути. В зависимости от коэффициентов ионизации, процесс может развиваться как

докритический², когда среднее³ число свободных носителей в шнуре экспоненциально спадает со временем (и для любой реализации шнура мгновенное число носителей в нем всегда конечно), или как надкритический, когда среднее число носителей экспоненциально растет (а вероятность неограниченного роста числа носителей для конкретной реализации становится ненулевой). Так как коэффициенты ионизации определяются напряженностью поля, говорят, соответственно, о критическом значении поля, превышение которого приводит (с некоторой вероятностью) к неограниченному росту тока в шнуре, и, в конечном счете, к тепловому пробоему полупроводника⁴.

Таким образом, обычный лавинный процесс, развивающийся в стационарном поле, сохраняет устойчивость только в области относительно невысоких (докритических) полей.

При рассмотрении лавинного процесса как совокупности независимо развивающихся токовых шнуров, инициируемых отдельными (сигнальными) носителями, становится более наглядным физический смысл интегральных характеристик лавинного процесса.

Так, наблюдаемый в эксперименте (средний) коэффициент умножения – это среднее число пар, рождаемых в шнуре за время его существования, а характерное время умножения равно среднему времени существования токового шнура.

Шумовые же свойства лавинного процесса определяются флуктуациями коэффициента умножения⁵. Полную информацию о шумах дает вероятностное распределение коэффициента умножения $P_{1,m}$, то есть вероятность того, что один инициирующий носитель породит в результате умножения m пар носителей, а общепринятой упрощенной характеристикой уровня избыточного шума процесса лавинного умножения является шум-фактор

$$F = \overline{M^2} / \bar{M}^2 = 1 + \sigma^2 / \bar{M}^2,$$

²Критичность двухчастичного стационарного ветвящегося процесса может быть строго определена через его производящую функцию.

³Усреднение производится по большому числу реализаций токового шнура с равными начальными условиями и соответствует решению системы дифференциальных уравнений из [1].

⁴Или к образованию микроплазмы в случае, когда экранировка поля объемным зарядом свободных носителей ограничивает рост тока. При этом лавинный процесс также протекает в условиях действия отрицательной обратной связи, но не зарядовой, ограничивающей коэффициент умножения и подавляющей его флуктуации, а токовой, напротив, усиливающей флуктуации умножения.

⁵В предположении, что среднее время существования шнура меньше времени разрешения измерительной аппаратуры.

где M – коэффициент умножения (число рожденных пар носителей), а σ – его дисперсия.

Шум-фактор идеального (не вносящего собственных шумов) усилителя равен единице. Это означает, что каждый сигнальный носитель порождает зарядовый пакет ровно из M_0 носителей и соответствует вероятностному распределению коэффициента умножения в виде дельта функции $P_{1,m} = \delta(M - M_0)$. Очевидно, что чем шире реальное распределение, то есть, чем больше оно отличается от дельта функции, тем выше уровень избыточных шумов.

Для стационарного лавинного процесса, как известно⁶, шум-фактор быстро растет с ростом коэффициента умножения, стремясь к бесконечности при приближении к критической напряженности поля. При этом чем ближе значения коэффициентов ионизации для электронов и дырок, тем быстрее растет уровень избыточных шумов лавинного усиления, что делает бессмысленным использование лавинного процесса для усиления сигнала в большинстве полупроводниковых материалов. Но даже в материалах с сильно различающимися коэффициентами ионизации использование высоких коэффициентов умножения (то есть, увеличения напряженности поля в области пробоя) оказывается невозможным, как из-за резкого нарастания уровня флуктуаций, так и из-за отмечавшихся ранее потери процессом устойчивости в сильных полях и резкого роста характерного времени умножения.

Физической причиной, обуславливающей перечисленные ограничения для использования стационарного лавинного процесса в сильных полях является двухчастичная природа лавинного размножения носителей в полупроводниках. Действительно, лавинное умножение принципиально является процессом с положительной обратной связью (ПОС), так как противоположно направленные электронный и дырочный потоки в области умножения взаимно порождают и усиливают друг друга. И именно действием ПОС обусловлено наличие области неустойчивости (критического поля) лавинного процесса и усиление статистических флуктуаций при приближении к этой области. Чем ближе коэффициенты ионизации для электронов и дырок, тем выше коэффициент ПОС и тем хуже шумовые свойства стационарного лавинного процесса.

Традиционный подход к вопросу стабилизации лавинного процесса в сильных полях и улучшению его шумовых свойств сводится к искусственному уменьшению коэффициента ионизации для носителей одного типа. Процесс умножения стремятся приблизить к одночастичному, в котором ПОС отсутствует. Одночастичный процесс остается

⁶См., например, [5].

устойчивым при любой напряженности поля, уровень флуктуаций в нем намного ниже, и протекает умножение значительно быстрее – время умножения равно времени пролета.

Для управления соотношением коэффициентов ионизации для электрона и дырок предложено множество методов [4] – это создание различающихся квазиэлектрических полей для электронов и дырок в варизонных структурах, использование резонанса зон для носителей одного типа в сверхрешетках, использование квантовых ям и т.д. Однако, несмотря на теоретическую перспективность такого подхода, реализовать с его помощью в полупроводнике устойчивый лавинный процесс с высоким умножением пока не удается из-за серьезных технологических сложностей.

Реально работающим альтернативным подходом является введение в лавинный процесс зарядовой отрицательной обратной связи, позволяющей использовать надкритические поля и устойчиво реализовывать на 1 – 2 порядка более высокие коэффициенты умножения (до 10^5), чем в p - n -переходах.

Простейшим вариантом лавинной структуры с отрицательной обратной связью (ЛОС структуры) является МДП структура, схематически изображенная на рис. 2. Необходимая для развития ударной ионизации напряженность поля в полупроводнике создается при приложении к полевому электроду импульса напряжения питания обедняющей полярности $U(t)$.

После инициации токового шнура сигнальным (иницирующим) электроном, рождающиеся в нем неосновные носители заряда (для полупроводника p -типа – электроны) накапливаются на потенциальном барьере полупроводник-диэлектрик в пределах малой⁷ области растекания S_0 и локально экранируют поле в шнуре, монотонно понижая коэффициенты ионизации по мере развития лавинного процесса. Таким образом, мгновенная интенсивность лавинного процесса в шнуре, определяемая напряженностью локального поля, оказывается связанной с величиной уже рожденного заряда, то есть с числом произошедших с момента инициации шнура актов ионизации.

Физический принцип подавления обратной связью статистических флуктуаций коэффициента умножения при инициации шнура в надкритическом поле состоит в следующем:

С одной стороны, ЗООС ограничивает возможные значения M сверху, так как после определенного числа ионизаций локальное поле в области шнура спадает настолько, что

⁷Площадь, на которую успевает растечься накапливаемый заряд за время существования токового шнура, составляет несколько квадратных микрон [2].

становится недостаточным для ударной ионизации.

С другой стороны, инициация шнура в надкритическом режиме существенно понижает вероятность реализации малого коэффициента умножения. Действительно, если сигнальный носитель породит хотя бы несколько пар, то с вероятностью, близкой к единице, число свободных носителей в шнуре начинает лавинообразно (экспоненциально) нарастать со временем, и шнур может оборваться только после того, как избыточное поле будет заэкранировано рожденным зарядом.

Отсюда, разрешенными остаются только два сценария развития токового шнура:

1. Иницирующий носитель проходит область умножения без ионизаций или с малым числом ионизаций и шнур обрывается в самом начале своего развития, давая близкий к единице коэффициент умножения.

2. Иницирующий носитель порождает несколько пар, число свободных носителей в шнуре лавинообразно нарастает в надкритическом поле; неосновные носители, рождающиеся в шнуре, накапливаются на барьере, понижая поле; после накопления заряда, соответствующего величине исходного перенапряжения, процесс переходит в докритический режим; число свободных носителей экспоненциально спадает, и шнур обрывается в результате статистической флуктуации. При этом коэффициент умножения $M \approx \frac{C_i S_0}{e} \Delta \Psi_s$, где $C S_0$ – емкость участка диэлектрика, соответствующего площади области растекания, а $\Delta \Psi_s = \Psi_{s0} - \Psi_{cr}$ – превышение величиной начального поверхностного потенциала⁸ полупроводника Ψ_{s0} величины потенциала, соответствующего критическому значению поля Ψ_{cr} .

Причем, так как с ростом величины перенапряжения растут и коэффициенты ионизации электронов и дырок, первый сценарий, соответствующий малым коэффициентам умножения, становится все менее вероятным и все большая доля реализаций коэффициента умножения сосредотачивается вблизи его максимально возможного значения. Это означает, что вероятностное распределение коэффициента умножения приближается к дельта функции, что и означает подавление статистических флуктуаций коэффициента умножения.

Таким образом, в условиях действия ЗООС все основные характеристики лавинного процесса, включая его флуктуационные свойства, перестают (в пределе) зависеть от

⁸Поверхностный потенциал полупроводника связан с поверхностной напряженностью поля E_s выражением $\Psi_s = \frac{\epsilon_s}{2eN_a} E_s^2$, где ϵ_s – диэлектрическая постоянная полупроводника, а N_a – концентрация ионизированной примеси.

статистических закономерностей развития токового шнура, а определяются механизмом действия отрицательной обратной связи, что позволяет рассчитывать и задавать их на уровне конструкции.

К сожалению, попытки получения строгих аналитических зависимостей для расчета вероятностного распределения коэффициента умножения нестационарного лавинного процесса пока не дали положительных результатов⁹.

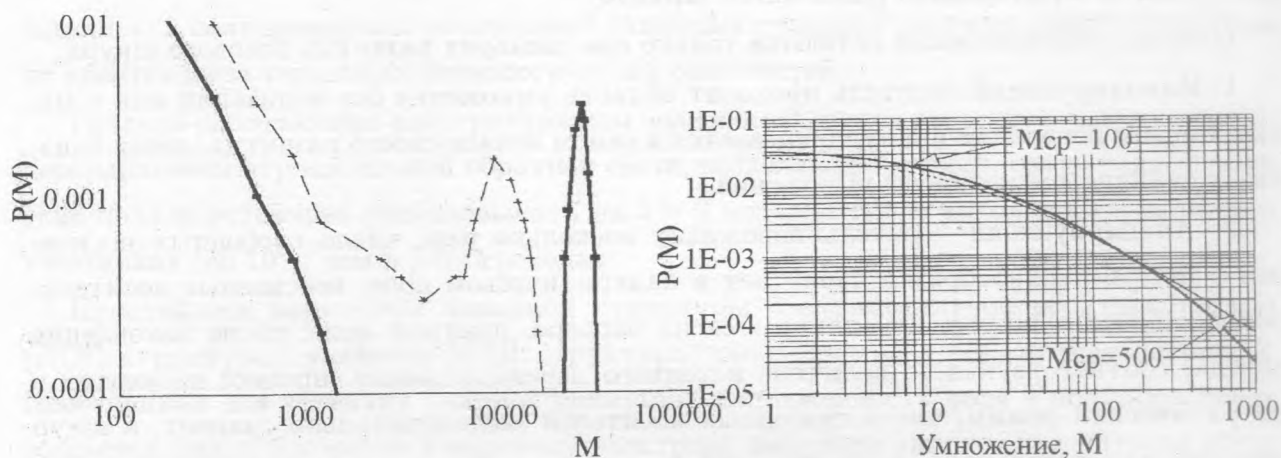


Рис. 3. Вероятностное распределение коэффициента умножения для нестационарного лавинного процесса. Пунктирная линия соответствует меньшей, а сплошная линия – большей величине начального перенапряжения.

Рис. 4. Вероятностное распределение коэффициента умножения для стационарного лавинного процесса. Сплошная линия соответствует среднему коэффициенту умножения $M_{cp} = 100$, а пунктирная – 500.

Для того, чтобы оценить реальную (а не только предельную) степень влияния ЗООС на флуктуационные характеристики, был проведен численный эксперимент, в котором динамика развития токового шнура моделировалась с помощью метода Монте-Карло, что позволило исследовать не только средние значения коэффициента и времени умножения, как при решении системы дифференциальных уравнений, но и поведение их вероятностных распределений в зависимости от начальной напряженности поля и степени отрицательной обратной связи, определяемой величиной эффективной площади

⁹Ветвящийся процесс, развивающийся в условиях действия ЗООС, не только становится нестационарным, но и теряет свойство марковости, что затрудняет его математическое исследование.

растекания S_0 .

На рис. 3 показаны расчетные вероятностные распределения коэффициента умножения для различных напряжений на структуре. Кривая 1 (пунктир) соответствует небольшому (на 1 B) превышению поверхностным потенциалом своего критического значения.

Видно, что на распределении имеется четко выраженный пик, в то время, как для стационарного лавинного процесса аналогичное распределение имеет монотонно спадающий характер (рис. 4). На кривой 2 (сплошная линия), соответствующей перенапряжению $\Delta\Psi_s = 3B$, распределение полностью распадается на два пика, причем доля реализаций умножения, попадающая во второй пик, растет по сравнению с распределением 1, а сам пик смещается в область больших умножений пропорционально величине перенапряжения. Средний коэффициент умножения составил 3000 для первого распределения и 14700 для второго.

На рис. 5 приведены расчетные зависимости шум-фактора F от величины среднего коэффициента умножения, рассчитанные для трех различных значений k , где k – отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок в полупроводнике.

Пунктирные линии соответствуют большой площади растекания, то есть фактически, структуре без ЗООС. Хорошее соответствие результатам аналитического расчета, проведенного в работе [5] для p - n -перехода, свидетельствует об адекватности работы расчетной программы.

Сплошные линии соответствуют структуре с ЗООС. Видно, что ход зависимости кардинально меняется – шум-фактор спадает с ростом умножения, стремясь к единице, то есть с ростом умножения шумовые характеристики лавинного процесса с ЗООС приближаются к идеальным.

Вариации площади S_0 показали, что от степени ЗООС зависит лишь умножение, при котором начинает спадать шум-фактор (и его значение в точке максимума), но не качественный вид этой зависимости.

Здесь мы не будем подробно останавливаться на анализе вероятностных распределений времени существования токового шнура. Отметим лишь, что их поведение очень похоже на поведение вероятностных распределений коэффициента умножения – они также вырождаются в два пика. Поведение "шум-фактора" этого распределения также очень похоже на описанные выше. Среднее время умножения падает с ростом перенапряжения, что соответствует результатам, полученным в работе [1] для характерного времени умножения τ_{av} .

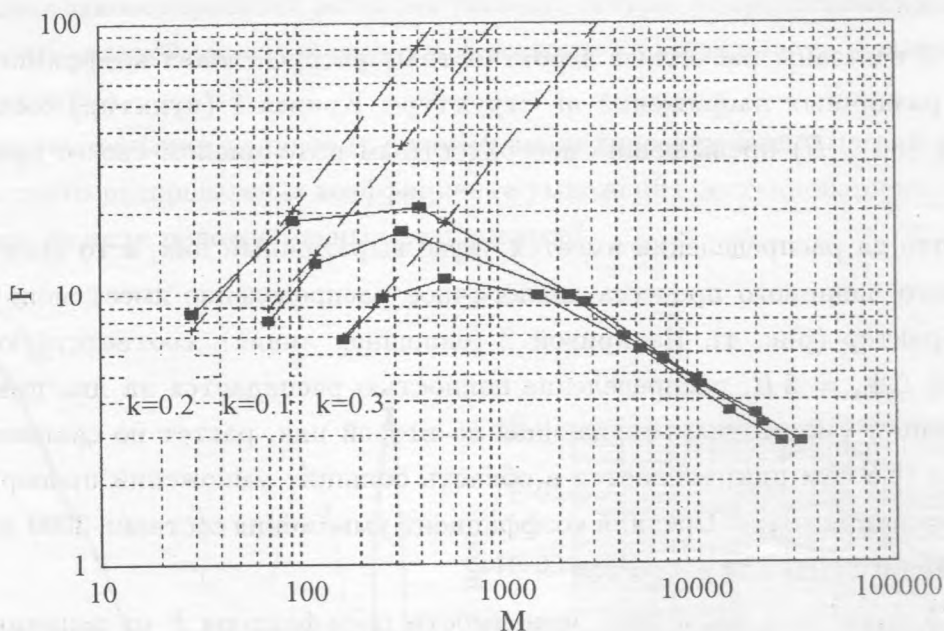


Рис. 5. Расчетные зависимости шум-фактора F от коэффициента умножения M для стационарного (пунктир) и нестационарного (сплошные линии) лавинного процесса для материалов с разным отношением коэффициентов ионизации k .

Очень интересным результатом является то, что при высоких коэффициентах умножения шум-фактор практически перестает зависеть от k . Это может оказаться важным в прикладном плане, так как позволяет существенно расширить спектр полупроводниковых материалов, пригодных для конструирования таких приборов.

В заключение перечислим основные особенности протекания процесса лавинного умножения в структурах с ЗООС.

1) Наличие ЗООС позволяет устойчиво реализовывать лавинный процесс при начальной напряженности электрического поля в области умножения, значительно превышающей критическое значение.

2) При этом существенно меняется динамика умножения единичного носителя заряда – вместо длинной малоинтенсивной цепочки ионизаций с постоянно высокой вероятностью обрыва, характерной для p - n -перехода, в ЛОС структуре число носителей в токовом шнуре сперва быстро (экспоненциально) нарастает, а затем, после набора коэффициента умножения, заданного исходным перенапряжением, так же быстро спадает.

3) Причем, средняя интенсивность лавинного процесса оказывается намного более

высокой, что приводит к значительному снижению характерного времени умножения.

4) Широкое, монотонно спадающее вероятностное распределение коэффициента умножения, характерное для p - n -перехода, в ЛОС структуре вырождается с ростом перенапряжения в единственный пик, положение которого линейно зависит от величины перенапряжения (похожим образом ведет себя вероятностное распределение времени умножения, за исключением того, что с ростом перенапряжения пик, наоборот, смещается в область меньших времен). За счет этого:

а) уровень избыточного шума умножения (шум-фактор) значительно снижается по сравнению с лавинным p - n -переходом, стремясь к единице с ростом перенапряжения,

б) зависимость среднего коэффициента умножения от напряжения становится значительно более полой, почти линейной в области высоких умножений,

с) величина шум-фактора практически перестает зависеть от отношения коэффициентов ионизации для электронов и дырок, что позволяет расширить спектр материалов, пригодных для конструирования струкур с ЗООС.

Таким образом, использование ЗООС позволяет снять (полностью или частично) основные физические ограничения – по шумам, быстродействию и максимальному усилению, свойственные процессу умножения в лавинном p - n -переходе, и получить уникальное сочетание этих параметров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта N 98-02-17692.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Богданов С. В., Шубин В. Э., Шущаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 – 6, 3 (1994).
- [2] Шубин В. Э., Шущаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5 – 6, 11 (1994).
- [3] Кравченко В. В., Курбатов В. А., Шубин В. Э. Электронная техника, сер. Лазерная техника и оптоэлектроника, 3, N 55, 92 (1990).
- [4] Техника оптической связи. Фотоприемники, под ред. У. Тсанга, М., Мир, 1988.
- [5] McIntyre R. J. IEEE Trans. Electron. Devices, ED-19, 703 (1972).

Поступила в редакцию 12 ноября 1999 г.