

УДК 621.383.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИОННЫХ СВОЙСТВ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЛАВИННОГО ПРОЦЕССА

В. Э. Шубин, Д. А. Шушаков

В работе исследовалось вероятностное распределение коэффициента лавинного умножения в структуре Si-SiC. Показано, что флуктуационные характеристики нестационарного лавинного процесса, реализующегося в таких структурах, сильно отличаются от характеристик лавинного p-n-перехода. Экспериментальные результаты оказались в хорошем соответствии с модельными представлениями, изложенными в [1].

Модель работы лавинной структуры с обратной связью (ЛОС структуры). В работе [1] была изложена физическая модель протекания нестационарного процесса лавинного умножения в структурах с зарядовой отрицательной обратной связью (ЗООС) и приведены результаты численного моделирования флуктуационных свойств этого процесса. Показано, что в условиях нестационарности поля в области токового шнура качественно меняются практически все основные характеристики лавинного процесса.

Существенным является вывод, что ЗООС стабилизирует лавинный процесс в области надкритических напряженностей поля и позволяет обойти принципиальные физические ограничения – по шумам, быстродействию и коэффициенту усиления, свойственные стационарному процессу умножения, реализующемуся в лавинных p-n-переходах.

Также показано, что локальная нестационарность напряженности поля в токовом шнуре, проявляющаяся за время умножения единичного носителя заряда под действием ЗООС, приводит к существенному изменению вида вероятностного распределения коэффициента умножения $P(M)$ по сравнению с p-n-переходом.

Модель влияния ЗООС на динамику умножения единичного носителя заряда рассматривалась для однородной МДП структуры с ограниченной скоростью перетекания заряда вдоль интерфейса, обеспечивающей эффективную площадь растекания (площадь,

на которую растекается накапливающийся на интерфейсе заряд неосновных носителей за время существования токового шнура) в несколько квадратных микрон. В таких структурах нестационарный лавинный процесс действительно может быть реализован [2], однако экспериментальное исследование на них умножения отдельных носителей заряда затруднительно. Это связано с тем, что при импульсном напряжении питания структуры в ней возникают сильные переходные токи, значительно превышающие по амплитуде лавинный ток в отдельном токовом шнуре. Кроме того, неуправляемость процесса естественного растекания заряда по площади затрудняет сопоставление с модельными результатами и не позволяет варьировать в экспериментах коэффициент обратной связи.

В связи с этим в данной работе исследовались структуры $Si-SiC$, позволяющие использовать постоянное напряжение питания за счет отвода накапливающегося заряда через слой SiC и имеющие специальный профиль кремниевой подложки, блокирующей растекание экранирующих носителей вдоль интерфейса.

Структуры были получены на основе кремния марки КДБ-1 ориентации [100] с концентрацией легирующей примеси $N_a = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Блокирующий растекание заряда потенциальный рельеф получался за счет анизотропного травления кремниевой подложки. Ямки травления имели площадь в несколько квадратных микрон с шагом несколько микрон. На подложку напылялся слой SiC . Сплошной обратный Al электрод вжигался в кремний, а передний полупрозрачный Ni электрод наносился поверх слоя SiC с последующей распайкой методом термокомпрессии.

Модель работы такой структуры довольно сложна, однако, здесь мы ограничимся ее упрощенным рассмотрением.

SiC ЛОС структура представляет собой набор одинаковых изолированных друг от друга ячеек, работающих независимо, но под одним общим для всех ячеек полевым электродом; электрод отделен от полупроводника широкозонным слоем; возникающий в полупроводнике при приложении напряжения к электроду потенциальный рельеф блокирует растекание накапливающегося на барьере полупроводник – широкозонный слой инверсионного заряда по площади структуры (то есть, перетекание заряда между ячейками отсутствует).

При приложении к полемому электроду постоянного обедняющего (положительно-го) напряжения барьер $Si-SiC$ для электронов оказывается более низким, чем барьер $Me-SiC$ для дырок. Вследствие этого неосновные носители (электроны), рождаемые в ОПЗ кремния за счет термогенерации, с некоторой задержкой, но все же стекают че-

рез широкозонный слой в металлический электрод, в то время, как основные носители (дырки) из металлического электрода в обедненную область практически не поступают. Такая анизотропия проводимости широкозонного слоя позволяет при постоянном напряжении питания достигать состояния глубокого обеднения в кремнии и реализовывать напряженности поля, достаточные для развития лавинного процесса.

Таким образом, в ЛОС структуре при постоянном напряжении реализуется ситуация неравновесного обеднения, наблюдаемая в МДП структурах при импульсном питании (на фронте обедняющего импульса, когда темп роста напряжения превышает темп накопления за счет термогенерации заряда неосновных носителей на барьере полупроводник-диэлектрик).

После инициации лавинного процесса в ячейке сигнальным носителем темп рождения лавинных электронов оказывается слишком высоким, чтобы они могли сразу стечь через широкозонный слой в электрод. Накапливаясь на границе $Si-SiC$, они экранируют поле в области умножения, благодаря чему реализуется локальная (в пределах одной ячейки) ЗООС, приводящая к обрыву токового шнура после определенного числа ионизаций. После обрыва шнура накопленный экранирующий заряд постепенно стекает через широкозонный слой, ячейка релаксирует к исходному состоянию и оказывается готовой к умножению следующего носителя.

Токовый шнур в отдельной ячейке развивается так же, как и в изолированной МДП структуре малой площади, но коэффициент обратной связи определяется теперь не только площадью растекания, которая в данном случае фиксирована, но и скоростью стока заряда через широкозонный слой. В первом приближении эффект оттока части заряда может быть учтен через соответствующее изменение эффективной площади растекания, что позволяет в ряде случаев использовать модель МДП ЛОС.

Накопление в ячейке за время существования токового шнура инверсионного заряда на границе с широкозонным слоем приводит к образованию на полевом электроде заряда отображения, который может быть зарегистрирован с помощью зарядочувствительного усилителя, как и в МДП структурах. При этом несколько токовых шнуров, иницируемых одновременно в разных ячейках, развиваются независимо, давая на полевом электроде суммарный сигнал.

Очевидно, что чем ниже скорость оттока электронов через широкозонный слой, тем сильнее проявляются эффекты, связанные с нестационарностью процесса (растет коэффициент ЗООС), и тем выше качество усиления. С другой стороны, время релаксации ячейки при этом также растет. Однако из-за малой площади частота попадания в ячейку

ку сигнальных носителей довольно мала, что позволяет при небольших потоках сделать вероятность двойного события (попадания сигнального носителя в не успевшую релаксировать ячейку) достаточно малой.

Методика эксперимента. Принцип проведения эксперимента состоит в том, что в область умножения последовательно вводятся инициирующие лавинный процесс электроны и с помощью зарядочувствительного усилителя регистрируется заряд, получающийся в результате умножения каждого отдельного носителя.

В качестве источника сигнальных электронов выступает процесс термогенерации в ОПЗ кремния.

Для проведения эксперимента в измерительную схему, описанную в [2], вместо нагрузочного сопротивления был включен быстродействующий зарядочувствительный предусилитель с регулируемым временем интегрирования, дающий на выходе сигнал 10 мВ при наличии на входе зарядового пакета в $3.3 \cdot 10^3$ электронов. Выходной сигнал с предусилителя через осциллографический усилитель Tectronics подавался на вход цифрового осциллографа HP5180. Чувствительность такой схемы примерно соответствовала (по уровню сигнал/шум = 1) выходному сигналу со структуры, состоящему из 1500 электронов. Для повышения точности измерения были применены численные методы обработки сигнала, позволившие поднять чувствительность в 2 – 3 раза. Для этого участок развертки, содержащий "сигнальный" импульс, выделялся (по резкому переднему фронту), после чего методом наименьших квадратов проводилось восстановление его точной амплитуды и начального пьедестала по большому числу точек (с учетом того, что постоянная времени спада, определяемая коэффициентом обратной связи зарядочувствительного предусилителя, известна). Импульсы, меньшие уровня чувствительности, отсекались дискриминатором.

Статистический анализ амплитуд импульсов показал, что для исследуемых потоков носителей связь между амплитудой и временем, прошедшим с момента фиксации предыдущего импульса, отсутствует; вероятность же неодионого события, рассчитанная в предположении простейшего потока событий, не превышает $5 \cdot 10^{-4}$.

Для того, чтобы разрешать по времени зарядовые пакеты, являющиеся результатом умножения отдельных сигнальных носителей, необходимо было понизить темновой ток, обусловленный термогенерацией в кремнии, то есть использовать структуры малой площади. Так как непосредственное уменьшение площади связано с техническими сложностями, использовались неоднородные структуры, в которых одна или несколько ячеек работали с большими, чем у остальных, коэффициентами умножения. Факти-

чески, исследовалось распределение коэффициентов умножения именно для носителей, попадающих в эти "выделенные" ячейки.

Амплитудное распределение коэффициентов умножения. На рис. 1 показано полученное амплитудное распределение коэффициентов умножения. Общее число зарегистрированных в эксперименте импульсов составило 35185, при этом средняя величина умножения составила 7368, а величина шум-фактора, определяемого формулой $F = \bar{M}^2 / \bar{M}^2 = 1 + \sigma^2 / \bar{M}^2$, где M – коэффициент умножения, а σ – его дисперсия, составила 1.27. Однако в это количество входят также импульсы от ячеек, работающих с меньшими коэффициентами умножения и дающими квазинепрерывное распределение в диапазоне умножений $10^3 - 10^4$. Импульсы же от "хороших" ячеек явно выделяются в виде отдельного узкого пика с очень небольшим размытием. В этот пик попало примерно 35% от общего числа зарегистрированных импульсов. Если рассматривать только импульсы, попавшие в этот пик, то средний коэффициент умножения составляет при этом 11800, а шум-фактор оказывается весьма близким к единице – 1.03.

Для сравнения на том же графике пунктирной линией показано, как бы выглядело это распределение в p - n -переходе при том же среднем коэффициенте умножения (реально в p - n -переходах достигать таких умножений не удастся из-за появления микроплазм и пробоя перехода). При этом расчетная величина шум-фактора составила бы 245.

Здесь хотелось бы отметить, что полученный в эксперименте пик оказался очень узким, что соответствует высокой степени ЗООС (то есть очень малой области растекания и значительной величине перенапряжения).

Сопоставление с расчетным распределением. Так как в эксперименте не могут быть зафиксированы и измерены импульсы, оказавшиеся ниже уровня дискриминации, то встает вопрос о нормировке, необходимой для того, чтобы получить из амплитудного распределения вероятностное и определить параметры ООС.

Приблизительно оценить нормировочный коэффициент можно, сравнивая формы расчетного, получаемого методом Монте – Карло, и экспериментального распределений. Дело в том, что два варьируемых при этом в расчетной программе параметра – коэффициента обратной связи и величины перенапряжения, по-разному влияют на форму пика, поэтому заданная (экспериментально полученная) форма пика практически однозначно определяет их сочетание.

На рис. 2 показан результат совмещения экспериментального и расчетного распределений уже в виде абсолютных значений вероятностей. Совмещение было проведено для эффективной площади ячейки $\sim 0.3 \text{ мкм}^2$ и перенапряжения (превышения напряжения,

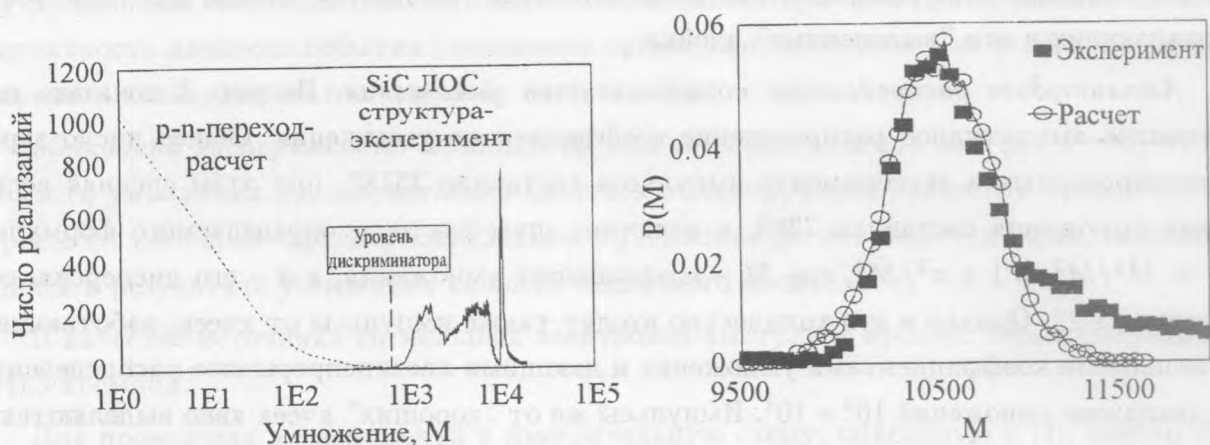


Рис. 1. Амплитудное распределение коэффициента умножения в ЛОС структуре. Пунктиром показано аналогичное распределение p - n -перехода, рассчитанное для того же среднего коэффициента умножения.

Рис. 2. Результат совмещения экспериментального и расчетного пиков на вероятностном распределении коэффициента умножения.

падающего на кремниевом слое, над критическим значением напряжения), превышающего 5 В.

На первый взгляд такая эффективная площадь кажется малореальной, так как она оказывается примерно в 10 раз меньшей, чем "технологическая" площадь ячейки, однако, на самом деле, результат представляется правдоподобным. Дело в том, что при анизотропном травлении ячейка получается не плоской, как мы ее рассматривали в модели, а в виде ямки травления пирамидальной формы, углубленной острием в подложку. Из-за этого большую роль играют острийные эффекты – то есть лавинный процесс развивается не по всей площади ячейки, а только на ее острие. Этот факт подтверждается как визуальными наблюдениями (поле свечения видно под микроскопом), так и по напряжению возникновения лавинного пробоя, которое в таких структурах оказывается намного меньшим, чем в однородных по площади МДП структурах.

Разумеется, к приведенным выше результатам сравнения с расчетом необходимо отнестись с осторожностью, как к оценке, так как перенос результатов расчетов, сделанных в квазиоднородном предположении на заведомо неоднородную ситуацию, некорректен. Однако, эффекты, связанные с неадекватностью представления объекта, явно имеют меньший порядок величины, чем исследуемые в настоящей работе эффекты, связанные с влиянием ООС на лавинный процесс.

Некоторое отклонение поведения измеренной функции распределения на рис. 2 от расчетной, наблюдаемое в области больших коэффициентов, имеет, очевидно, ту же природу, что и расхождение ВАХ в области больших коэффициентов, полученное на лавинных МДП структурах. Только в данном случае понижение коэффициента ООС вызвано не растеканием заряда вдоль интерфейса, а повышением скорости его оттока через широкозонный слой с ростом напряжения на этом слое. Из общих соображений ясно (и модельные расчеты это подтверждают), что рост скорости оттока с возрастанием величины накопленного на барьере заряда должен приводить к размытию правого края вероятностного пика на функции распределения.

Выводы. Проведенные на *SiC* ЛОС структурах измерения амплитудного распределения коэффициента умножения показали, что форма этого распределения принципиально отличается от наблюдаемой в случае традиционного стационарного лавинного процесса в *p-n*-переходах.

В области среднего значения коэффициента умножения на функции распределения проявляются явно выраженные пики, в то время как для *p-n*-перехода характерно монотонно спадающее распределение. С ростом среднего коэффициента умножения, то есть по мере роста напряженности электрического поля в области пробоя, в этих пиках локализуется все большая доля реализаций.

Для наблюдаемого распределения (рассматриваются только сигналы от "выделенных" ячеек) получено крайне низкое значение шум-фактора $F = 1.03$ при значении среднего коэффициента умножения $M_{cp} = 11800$, что более чем на два порядка ниже расчетной величины шум-фактора лавинного *p-n*-перехода для того же значения M_{cp} .

Наблюдавшееся в эксперименте поведение функции распределения умножения находится в хорошем соответствии с моделью нестационарного лавинного процесса [1].

Дополнительным подтверждением того, что наблюдавшиеся особенности поведения распределения в *SiC* ЛОС структурах связаны именно с нестационарностью протекания в них лавинного процесса, является сопоставление форм экспериментально полученного и рассчитанного пиков вероятностного распределения коэффициента умножения.

Необходимо отметить, что сочетание высоких коэффициентов умножения, низкого уровня шум-фактора, а также высокого быстродействия, наблюдавшееся в ЛОС структурах, является уникальным для полупроводниковых фотодетекторов.

Авторы выражают благодарность Залесскому В. Б. за предоставленные образцы.

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

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Шубин В. Э., Шушаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1, 16 (2000).
- [2] Шубин В. Э., Шушаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5-6, 11 (1994).

Поступила в редакцию 12 ноября 1999 г.