

**В.В. Волков¹ , В.Н. Вьюгинов¹ , А.А. Зыбин¹ , Б.В. Иванов² ,
А.Ф. Кардо-Сысоев³**

¹ОАО «Светлана»

²СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

³ФГБУН «ФТИ им.А.Ф.Иоффе»

Дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) для коротко импульсной радиолокации

Представлены результаты оптимизации путем численного моделирования дрейфовых диодов с резким восстановлением на время переключения менее 50 пикосекунд. Показано, что из-за обратного к высоковольтным диодам отношения толщин диффузионной и полевой областей, картина процесса восстановления сильно изменяется и использование критериев принятых для расчета высоковольтных структур теряет смысл.

Ключевые слова: сверхкороткие импульсы, сверхбыстрые ключевые приборы

Известно, что двухэлектродные ключевые приборы при заданном напряжении обладает наилучшим быстродействием, так как коммутируемый ток течет по всей площади и соответственно исключается внутренняя дополнительная емкость, связанная с управляющим электродом. Наилучшими с точки зрения практичности и технологичности являются приборы использующие эффект резкого восстановления – дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ). Эти приборы занимают доминирующее положение в области быстрой коммутации больших мощностей (десятки киловольт за единицы наносекунд). Их механизм переключения достаточно хорошо понят и изучен. Одной из особенностей является то, что при быстрой инжекции носителей в $p-n$ переход, распределение инжектированных носителей в p^+pnn^+ структуре распадается на две части: как в p -, так и в n - области. Рассмотрим для простоты движение дырок только в n - область. При подаче перепада тока аналогичная картина для электронов наблюдается и в p - области. Около $p-n$ перехода образуется сильно обогащенная «диффузионная» область, в которой движение дырок происходит за счет диффузии. Толщина этой области L_d определяется известным соотношением

$$L_d \approx \sqrt{D_p \cdot t}, \quad (1)$$

где D_p - коэффициент диффузии дырок, t - время протекания «прямого» тока (время накачки).

От границы диффузионной области до n^+ контакта перенос дырок определяется дрейфом в электрическом поле. При приложении обратного тока инжектированные носители выносятся из базы и падение напряжения на структуре остается малым, пока около $p-n$ перехода не образуется область объемного заряда (ООЗ). Время накачки выбирают малым, чтобы толщина диффузионной области была мала и, соответственно, начальная толщина

области объемного заряда и падение напряжения на ней было мало. То есть $L_d \ll W$, где W - толщина n -области, которая выбирается равной толщине области объемного заряда (ООЗ) при максимальном рабочем напряжении обратного смещенного $p-n$ перехода. Когда начальный медленно изменяющийся размер ООЗ сравняется с размером диффузионной области, то есть диффузионная область рассасывается, ООЗ начинает расширяться со скоростью дрейфа электронов. При плотности тока j_k , определяемой как

$$j_k = qV_s N_d, \quad (2)$$

где V_s - насыщенная скорость дрейфа, N_d - степень легирования n -области, скорость расширения ООЗ достигает максимально возможного значения V_s , а, соответственно, скорость роста напряжения U' приближается к предельному значению

$$U' = dU/dt \approx V_s E_m, \quad (3)$$

где E_m - максимальное поле, близкое к полю лавинного пробоя, а время переключения приближается к значению $t_f \approx W/V_s$.

Выражения (1), (2), (3) и являются исходными для оценки параметров структуры ДДРВ и ее режима работы. Здесь мы рассмотрим случай малых времен восстановления $< 0,1$ наносекунды, то есть соответствующие толщины должны составлять единицы микрон, а рабочие напряжения первые десятки вольт. При увеличении быстродействия, и изменении временного масштаба в n раз толщина структуры W уменьшается как $W \sim n$, а длина диффузионной области как $L_d \sim 1/\sqrt{n}$.

То есть соотношение $L_d < W$ становится не выполнимым, а справедливость приведенных выше рассуждений и качественных оценок теряет обоснование. Построение аналитической теории для случая, когда пролетная дрейфовая область исчезает, становится затруднительным. Здесь мы использовали численное моделирование характеристик ДДРВ - диодов средствами программного пакета TCAD, которое производилось посредством нестационарного изотермического моделирования в рамках диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ). Модель включает уравнение Пуассона, уравнения непрерывности, уравнения для плотностей токов; и дополняется следующими эффектами. Учитывались: концентрационная зависимость времени жизни носителей (с характеристической концентрацией $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), сужение запрещенной зоны, Оже-рекомбинация (standard auger model), концентрационная зависимость подвижности. Время жизни электронов считалось равным 10 нс, а дырок - равным 10 нс. Лавинная генерация учитывалась в соответствии с приближением, описанным в работе [1]. Поиск наилучшего приближения осуществляется по следующей схеме. Сначала рассматривалась идеализированная «симметричная» структура типа $p^+ p n n^+$,

где подвижность дырок принималась равной подвижности электронов в кремнии. Толщины p и n областей W_p и W_n , а также уровни их легирования N_a и N_d принимались равными.

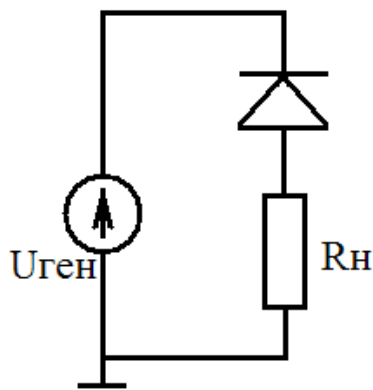


Рисунок 1

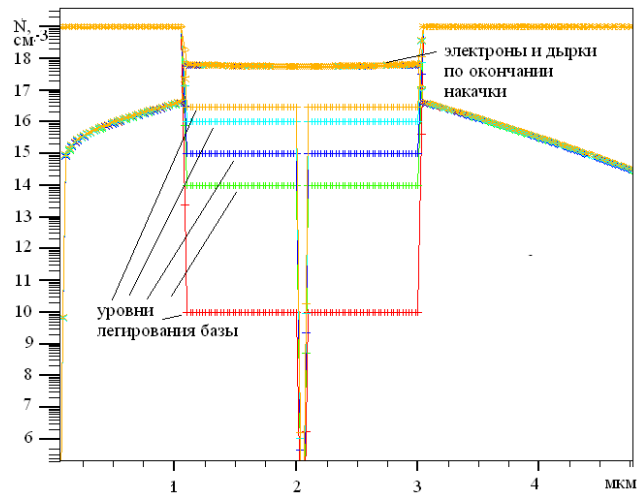


Рисунок 2

Толщина W_p и W_n выбиралась из условия достижения полем порога пробоя при толщине ООЗ равной W_n . Из общих соображений можно предположить, что такая идеальная структура будет иметь наилучшие характеристики переключения, то есть минимальное dU/dt на этапе рассасывания носителей, резко сменяющееся на этап максимального dU/dt после обрыва тока проводимости. Схема включения структуры показана на рис.1. Напряжение генератора нарастало от нуля до -20 В за 2 нс, а затем резко переключалось на обратное до того же значения. Профили легирования «идеальной» структуры показаны на рис.2. Площадь структуры S выбиралась равной $3 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^2$, сопротивление нагрузки 50 Ом. Максимальный ток разрыва $I_m = 0,4$ А и максимальная плотность тока $j_m \approx 13 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$.

На рис.3 приведены кривые нарастания напряжения во времени для различных уровней легирования баз и соответственно разных плотностей критического тока. Из рис.3 видно, что dU/dt достигает максимального значения, когда j_m слегка меньше $j_k = 16 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$. При j_m много меньшем чем j_k падение напряжения на медленном участке «пьедестале» уменьшается и уменьшается dU/dt , что вполне понятно. При возрастании отношения j_m/j_k пьедестал сначала возрастает, что также понятно, но его рост останавливается, достигнув некоторого значения $\sim 30\%$ от значения полного напряжения, хотя отношение j_m/j_k возрастает на несколько порядков. При этом dU/dt даже несколько падает. Полученную оптимальную переходную характеристику при $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ можно рассматривать как «предел», на который следует ориентироваться при дальнейших итерациях.

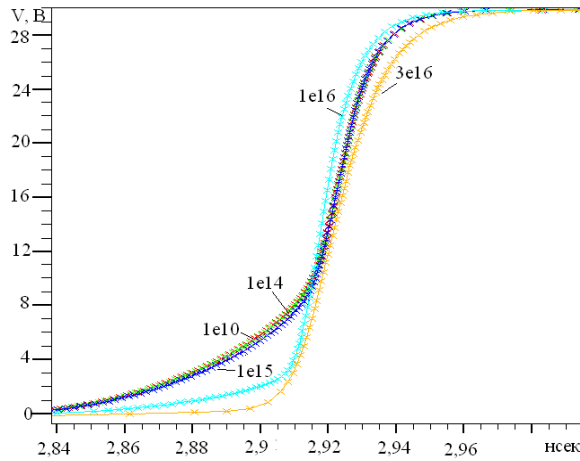


Рисунок 3

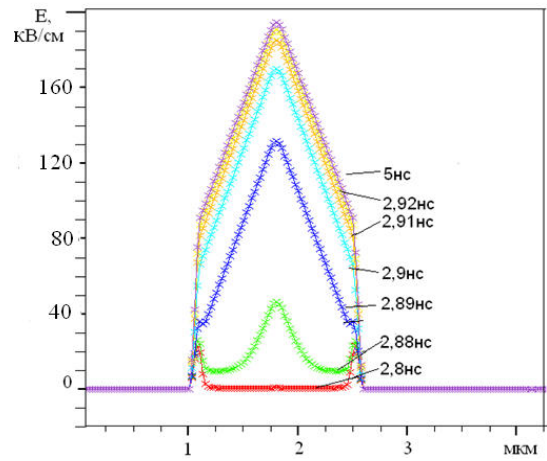


Рисунок 4

На рис.4 приведено изменение распределения поля на стадии быстрого восстановления. Видно, что область объемного заряда восстанавливается на pn переходе в центре структуры.

Следующая итерация состояла в учете реальной разницы в подвижностях электронов и дырок. Этот учет резко ухудшает переходную характеристику, увеличивая пьедестал и уменьшая dU/dt . В высоковольтных структурах меньшую подвижность дырок компенсируют увеличением степени легирования p -слоя и соответствующим уменьшением его толщины. На рис.5 показаны профили легирования и на рис.6 соответствующие им переходные характеристики. Видно, что переходные характеристики, имея участок сохраняющегося большого dU/dt , обладают большим пьедесталом. Уменьшение задержки при уменьшении толщины p -слоя связано с большей утечкой электронов в p^+ -слой с малым временем жизни.

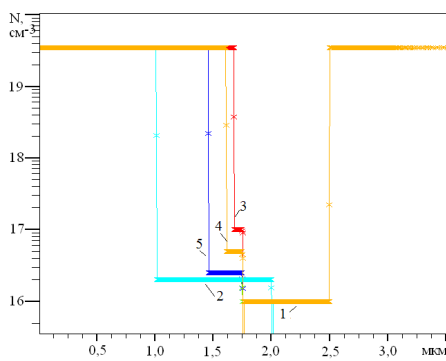


Рисунок 5

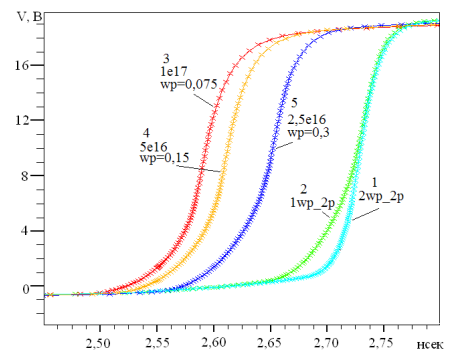


Рисунок 6

Как следует из рис.7 асимметрия подвижностей дырок и электронов кардинально изменяет картину распределения поля на этапе быстрого восстановления. Восстановление поля (ООЗ) начинается у p^+p перехода, что и обуславливает появление «пьедестала».

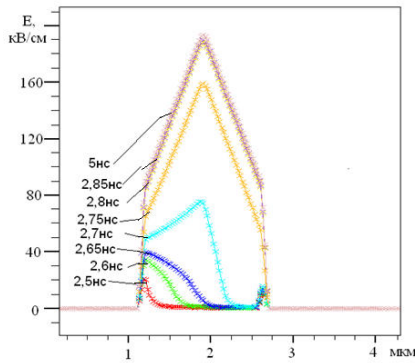


Рисунок 7

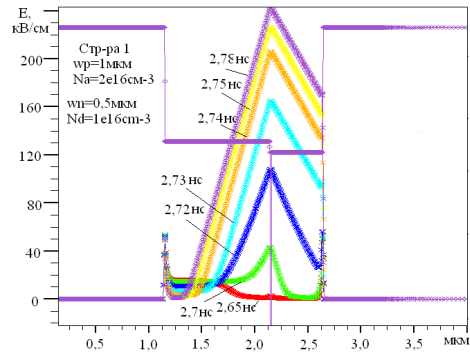


Рисунок 8

Увеличение степени легирования p слоя в два раза несколько улучшает картину распределения поля, показанную на рис.7, но, как было сказано выше, оставляет величину пьедестала достаточно большой (см. рис.6). Наилучшая переходная характеристика (Рис.6), близкая к «идеальной», была получена при соотношениях $W_p = 2W_n$ и сохранении общей толщины структуры $W_p + W_n = 1,5\text{мкм}$, при $N_a = 2N_d = 2 \cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$. В этом случае восстановление ООЗ было близко к «идеальному» случаю, то есть начиналось на pn переходе (Рис.8). Естественно, что наклоны распределения поля в p и n областях различались в два раза.

Представляется интересным оценить влияние легирования n -слоя. Из Рис. 9 видно, что увеличение степени легирования p -слоя в 3 раза, то есть до величины близкой к соотношению подвижностей электронов и дырок в кремнии, слегка уменьшает «пьедестал». В то же время уменьшение степени легирования n -слоя на порядок, практически не влияет на переходную характеристику.

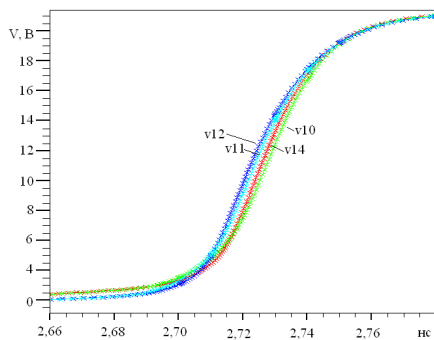


Рисунок 9

Здесь использованы следующие обозначение структур:

v10: $-W_p=1\text{мкм}$ $N_a=2e16\text{см}^{-3}$ $W_n=0,5\text{мкм}$
 $N_d=1e16\text{см}^{-3}$

v11: $W_p=1\text{мкм}$ $N_a=3e16\text{см}^{-3}$ $W_n=0,5\text{мкм}$
 $N_d=1e16\text{см}^{-3}$

v12: $W_p=1\text{мкм}$ $N_a=2e16\text{см}^{-3}$ $W_n=0,5\text{мкм}$
 $N_d=1e15\text{см}^{-3}$

v14: $W_p=1\text{мкм}$ $N_a=3e16\text{см}^{-3}$ $W_n=0,5\text{мкм}$
 $N_d=1e15\text{см}^{-3}$

Таким образом, в рассматриваемом случае тонких структур, в которых диффузионная область перекрывает $p-n$ слои, характер переходных процессов и выбор параметров оптимальной структуры значительно отличается от обратного случая узких диффузионных слоев.

В частности, теряет смысл важный для определения рабочей плотности тока параметр-насыщенная плотность тока.

Общепринятое правило, что p -область при примерно в μ_n/μ_p большем уровне легирования должна быть примерно во столько же раз тоньше n -области, изменяется на противоположное правило.

К сожалению, нам пока не удалось выработать простой, как в высоковольтном случае, метод оценки параметров оптимизированных структур, помимо описанной процедуры моделирования.

Библиографический список

1. Selberherr, S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. Wien, New York: Springer-Verlag, 1984
2. Kardo-Sysoev, A.F. "New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses" in a book "Ultra-wideband Radar Technology" (Editor James D. Taylor), : CRC Press, Boca Raton, FL, USA. ISBN: 0-8493-4267-8 (alk.), pp. 206-290, September 2000.
3. Кардо-Сысоев, А.Ф, Козлов В.А., Морякова С.А., Смирнова И.А., «Семейство высокочастотных дрейфовых диодов для генерации импульсных сигналов пикосекундной длительности», 13-я Международная конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 8-12 сентября 2003 г., Севастополь, Крым, Украина.