

05;06;07;12

## **Влияние ловушек на запуск лавины при пробое фосфидгаллиевых $p-n$ -переходов**

© С.В. Булярский, Ю.Н. Сережкин, В.К. Ионычев

Мордовский государственный университет, Саранск  
Ульяновский государственный университет, Ульяновск

Поступило в Редакцию 5 ноября 1998 г.

Сообщается о сильном влиянии глубоких центров на статистическую задержку микроплазменного пробоя в фосфидгаллиевых светодиодах красного свечения. Предполагается, что это явление связано с запуском лавины электронами Шокли, либо с подпороговыми механизмами ударной ионизации.

Показано, что при изменении зарядового состояния глубоких центров снижением напряжения на  $p-n$  переходе статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет определять параметры глубоких центров.

Как известно, лавинный пробой реальных  $p-n$ -переходов имеет микроплазменный характер, а микроплазмы показывают статистическую задержку пробоя [1]. В ряде работ [2–4] исследовалось влияние глубоких центров на задержку пробоя микроплазм. В этих работах изменение зарядового состояния глубоких центров вызывалось протеканием лавинного тока. Поэтому в микроплазменных каналах происходит захват как электронов, так и дырок. При этом изменение зарядового состояния глубоких центров происходило во всем канале микроплазмы, включая и область максимального электрического поля. Поэтому при реэмиссии захваченных носителей заряда могли оказывать влияние эффект Френкеля–Пула и туннелирование. Все это очень сильно затрудняло интерпретацию экспериментальных данных.

В данной работе заполнение глубоких центров производилось частичным снижением напряжения смещения на  $p-n$ -переходе. В этом случае глубокие центры заполняются лишь основными носителями заряда (электронами со стороны  $n$ -базы или дырками со стороны  $p$ -базы). Заполнение можно проводить лишь в той части области простран-

ственного заряда, где напряженность электрического поля относительно небольшая.

Исследования задержки пробоя проводились на промышленных фосфидгаллиевых светодиодах АЛ102 красного свечения. Напряжение пробоя первой микроплазмы  $U_M$  при комнатных температурах составляло 18–19 В. Вольт-фарадные характеристики, особенно в диапазоне небольших напряжений, показывали примерно линейную зависимость  $C_B^{-3} = f(U)$  с градиентом концентрации около  $2.5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-4}$ . Емкостные методы никаких глубоких центров не обнаруживали.

После уменьшения напряжения на диоде до  $U_m$  подавалось напряжение  $U$ , превышающее на несколько процентов напряжение пробоя микроплазмы. Через время  $t_d$  происходило включение микроплазмы и начинал протекать лавинный ток. После этого напряжение вновь снижалось до значения  $U_m$ . Для исключения последствия лавинного тока, в том числе и теплового, при напряжении  $U_m$  в зависимости от температуры, производилась выдержка в течение 1–5 с.

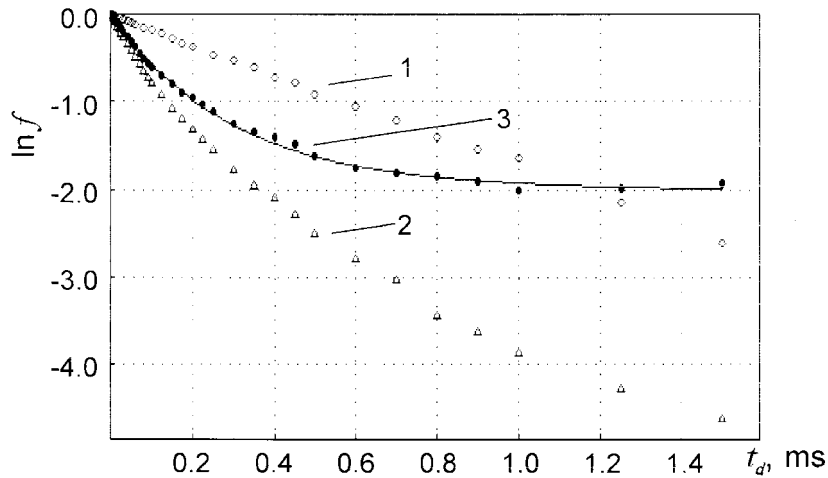
На рис. 1 представлены функции распределения задержки пробоя микроплазмы по длительности. Кривые построены по 1000 импульсам. Кривая 1 представляет функцию распределения без дополнительного заполнения глубоких центров. Как и должно быть в классическом случае [1], это экспоненциальное распределение. Кривая 2 показывает функцию распределения при заполнении глубоких центров, 3 — разностная в представленном виде кривая. Считается, что этим исключается вклад всех других механизмов запуска лавины. В большинстве случаев разностная кривая хорошо аппроксимируется зависимостью

$$\ln f = A \left[ \exp \left( -\frac{t_d}{\tau} \right) - 1 \right]. \quad (1)$$

Иногда ее можно было аппроксимировать суммой двух экспонент. Кривая 3 согласуется с теоретическим распределением [5], если запуск лавины осуществляется реэмиссией основных носителей заряда с ловушек. В этом случае  $\tau$  есть среднее время удержания захваченных носителей заряда на ловушке и

$$\tau = e_n^{-1} \quad \text{либо} \quad \tau = e_p^{-1}, \quad (2)$$

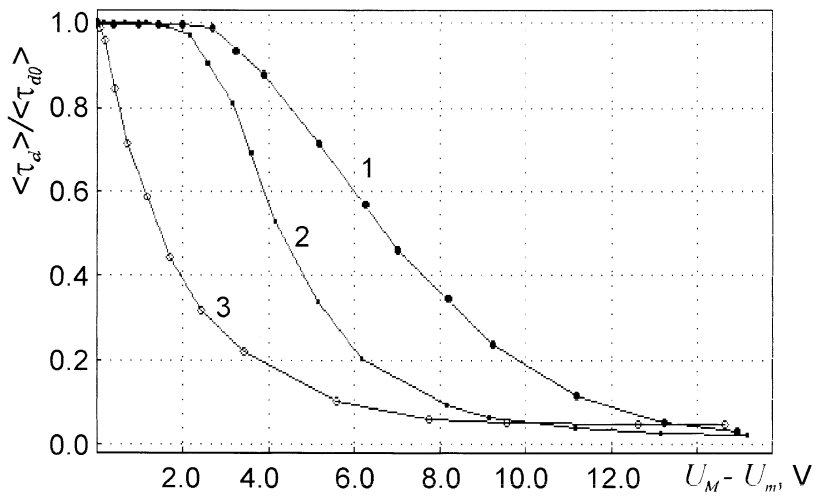
где  $e_n$  и  $e_p$  — коэффициенты тепловой эмиссии электронов и дырок соответственно. Температурные зависимости  $e_n$  и  $e_p$  в виде кривых



**Рис. 1.** Функции распределения задержки пробоя микроплазмы по длительности.  $T = 271.3 \text{ K}$ ,  $U_M = 17.65 \text{ V}$ ,  $U - U_M = 0.3 \text{ V}$ ,  $U_m = 13.5 \text{ V}$ . Сплошная линия — аппроксимация по (1).

Аррениуса хорошо описываются линейными зависимостями. Так, в температурном диапазоне 290–330 К наблюдается влияние глубокого уровня с энергией активации  $0.35 \pm 0.01 \text{ eV}$ . Всего в диапазоне 100–400 К обнаружено влияние шести уровней. Так как емкостные методы в исследованных диодах никаких глубоких уровней не обнаруживают, можно предположить, что эти глубокие центры находятся в основном в микроплазменных каналах.

Расчеты показывают, что при использовании обычных значений коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок параметр  $A$  в (1) заметно отличается от нуля лишь в тех случаях, когда запускающие носители стартуют из глубинных районов области пространственного заряда. А для этого напряжение заполнения  $U_m$  должно быть на десятки вольт ниже напряжения пробоя микроплазмы [6]. Однако неожиданно оказалось, что в исследуемых фосфидгаллиевых диодах это не так. На рис. 2 представлена зависимость среднего времени задержки пробоя от напряжения заполнения. Время задержки начинает уменьшаться уже при



**Рис. 2.** Зависимость среднего времени задержки пробоя от напряжения заполнения.  $\langle \tau_d \rangle$  — среднее время задержки при заполнении глубоких центров,  $\langle \tau_{d0} \rangle$  — среднее время задержки без заполнения глубоких центров.  $U - U_M = 0.65$  В;  $T, K$ : 1 — 382, 2 — 305, 3 — 224.

небольших значениях  $U_M - U_m$ . В представленном случае лишь при 382 К эта разность составляет 2–3 В. С понижением температуры ширина полочки уменьшается, и при  $T \leq 250$  К она практически исчезает. Такое поведение типично для всех наблюдаемых глубоких уровней. Важно отметить, что измерения в кремниевых диодах с  $U_M = 32$  В дали значение полочки 12 В при 177 К.

Обычные предположения, что в районе микроплазмы снижена пороговая энергия ионизации или повышено электрическое поле, не объясняют наблюдаемую температурную зависимость эффекта. Не объясняется и высокая концентрация глубоких центров в микроплазменном канале, так как в этом случае должна наблюдаться релаксационная задержка пробоя [1].

Считается, что в фосфиде галлия функция распределения электронов по энергиям в сильных электрических полях сферически симметрична. А в кремнии она вытянута в направлении электрического поля,

что объясняется различными механизмами набора носителями заряда пороговой энергии ионизации в этих материалах. Однако и в фосфиде галлия имеется небольшое число электронов, которым удается избежать столкновений с фононами до ударной ионизации (электроны Шокли). Можно предположить, что они в основном и запускают лавину. Нельзя исключить и влияние подпороговых механизмов типа туннельно-ударной ионизации [7]. В этих случаях вероятность запуска лавины нельзя рассчитывать с использованием обычных значений коэффициентов ионизации. С другой стороны, подобные исследования открывают новые возможности изучения процессов ударной ионизации в полупроводниках.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-03334).

## Список литературы

- [1] Грехов И.В., Серезкин Ю.Н. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
- [2] Kimura C., Nishizawa J. // Jap. J. Appl. Phys. 1968. V. 7. N 12. P. 1453–1463.
- [3] Ferenczi G. // Solid-State Electron. 1974. V. 17. N 9. P. 903–911.
- [4] Nutall K.L., Nield M.W. // Solid-State Electron. 1975. V. 18. N 1. P. 13–23.
- [5] Буларский С.В., Ионычев В.К., Серезкин Ю.Н. // Межд. конф. "Центры с глубокими уровнями в полупроводниках и полупроводниковых структурах". Ульяновск, 1997. С. 77–78.
- [6] Кюрегян А.С., Серезкин Ю.Н. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 4. С. 689–693.
- [7] Кюрегян А.С. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 4. С. 690–694.