

ИОНЫЧЕВ В. К., ЗИНКИН С. Д.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ ПО ЗАДЕРЖКЕ  
ЛАВИННОГО ПРОБОЯ *p-n*-ПЕРЕХОДОВ

**Аннотация.** В статье рассматривается метод микроплазменной спектроскопии глубоких уровней. Метод анализируется для случая сильной полевой зависимости коэффициентов эмиссии.

**Ключевые слова:** коэффициент эмиссии, коэффициент захвата, лавинный пробой, микроплазменный пробой.

IONYCHEV V. K., ZINKIN S. D.

A METHOD TO STUDY THE DEEP-LEVEL TRAPPING  
BASED ON THE *p-n*-JUNCTION AVALANCHE BREAKDOWN DELAY

**Abstract.** The article considers the deep-level microplasma method. The method is analyzed in case of the electric field influence on the carrier emission coefficients.

**Keywords:** carrier emission coefficient, capture coefficient, avalanche breakdown, microplasma breakdown.

Лавинный пробой *p-n*-переходов обычно сильно локализован. Области локального пробоя имеют очень малые геометрические размеры и меньшее напряжение пробоя по сравнению с однородными областями. Эти области локального пробоя были названы микроплазмами (МП). Одним из основных проявлений микроплазменного эффекта в *p-n*-переходах является импульсный характер лавинного тока. Длительности импульсов и пауз между ними случайны. С ростом приложенного напряжения амплитуда импульсов увеличивается незначительно, но очень сильно возрастает их длительность и сокращаются паузы между ними. При дальнейшем увеличении напряжения появляются новые микроплазмы. Такой характер протекания тока через микроплазмы приводит к появлению разрывов и изломов на вольтамперной характеристике *p-n*-перехода. Наблюдение микроплазменных импульсов может быть затруднено из-за наличия нескольких одновременно работающих микроплазм. При пробое полный ток диода сконцентрирован в области микроплазмы, не смотря на ее малые размеры. Таким образом, напряжение пробоя реального *p-n*-перехода представляет собой напряжение включения первой микроплазмы  $V_M$ .

Если на *p-n*-переход подать прямоугольный импульс напряжения, то будет наблюдаться статистическая задержка пробоя микроплазмы, обусловленная отсутствием в течение некоторого времени в канале микроплазмы носителя, способного дать начало лавине. Кроме того, не каждый носитель, попавший в микроплазменный канал, запустит

лавину. Процесс запуска лавины носит случайный характер и определяется вероятностью запуска носителем лавины. При этом считается, что электрическое поле в  $p$ - $n$ -переходе мгновенно следует за изменением напряжения. Запускающие носители заряда могут попадать в канал МП, в основном, вследствие четырех механизмов: диффузии из базовых областей, термогенерации носителей в области пространственного заряда (ОПЗ), туннельного эффекта, реэмиссии с глубоких центров (ГЦ). Кроме этих четырех механизмов возможно попадание носителей в канал микроплазмы под действием внешних источников (облучение светом,  $\gamma$ -квантами). Возможно также взаимодействие микроплазм, если они находятся на небольших расстояниях друг от друга. При определенных обстоятельствах, например, слабой фоновой генерации (первые три механизма), четвертый фактор может вносить основной вклад в запуск лавины. Когда концентрация глубоких центров мала, то они будут влиять лишь на частоту микроплазменных импульсов и статистическую задержку пробоя микроплазмы [1].

Целью данной работы является усовершенствование разработанного ранее метода исследования глубоких центров в микроплазменных каналах по статистической задержке лавинного пробоя  $p$ - $n$ -перехода.

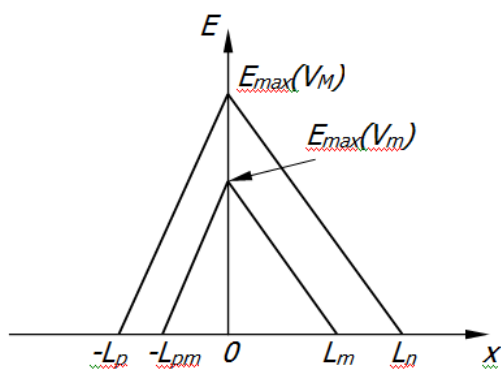


Рис. 1 Распределение электрического поля.

При исследовании вероятности включения микроплазмы при заполнении глубоких центров в микроплазменном канале необходимо точно знать местоположение области эмиссии носителей, участвующих в запуске лавины, так как коэффициент ударной ионизации зависит от электрического поля. На рисунке 1 представлено распределение электрического поля в  $p$ - $n$ -переходе при двух напряжениях  $V_M$  и  $V_m$ .

Рассмотрим  $p$ - $n$ -переход, в котором имеются равномерно распределенные глубокие центры с энергетическим уровнем в верхней половине запрещенной зоны и коэффициент эмиссии электронов с глубоких центров намного больше коэффициента эмиссии дырок  $e_n \gg e_p$ . Пусть  $p$ - $n$ -переход находится при такой температуре, при которой уровень Ферми в

$n$ -базе выше глубокого уровня. Подадим на  $p$ - $n$ -переход напряжение  $V_M$ , равное напряжению включения самой низковольтной микроплазмы. Т. е., при самом незначительном увеличении напряжения смещения, через  $p$ - $n$ -переход потечет лавинный ток. На рисунке 2 схематически представлена рассматриваемая структура.

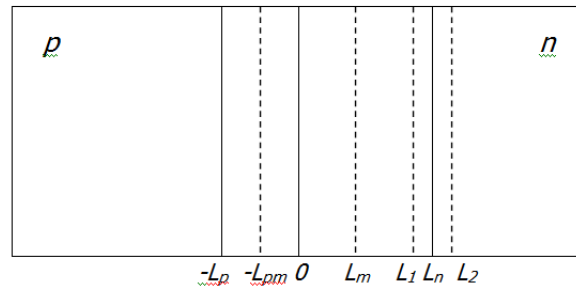


Рис. 2 Схематическое изображение р-п-перехода.

Когда на  $p$ - $n$ -переход подано напряжение  $V_m < V_M$ , область пространственного заряда уменьшится. Граница  $L_n$  займет положение  $L_m$ , граница  $-L_p$  сместится до  $-L_{pm}$ . Глубокие центры в области от  $L_m$  до  $L_n$  заполняются электронами со стороны  $n$ -базы. В области от  $-L_p$  до  $L_m$  установившееся при  $V_m$  стационарное распределение заряда не изменяется. При приложении напряжения  $V_2 > V_m$ , ОПЗ увеличится, соответственно увеличится напряженность электрического поля. Со стороны  $n$ -базы граница ОПЗ при этом напряжении соответствует  $L_2$ , со стороны  $p$ -области граница ОПЗ при напряжении  $V_2$  не показана, т.к. заполнение ГЦ в этой части ОПЗ не изменяется. Измеряются функции распределения длительности статистической задержки микроплазменного пробоя без заполнения ГЦ, при заполнении ГЦ основными носителями заряда кратковременным снижением обратного напряжения на переходе до  $V_m$  и определяется результирующая (разностная) функция, содержащая основную информацию о ГЦ в области заполнения микроплазменного канала [2; 3]. Типичные функции распределения приведены на рисунке 3.

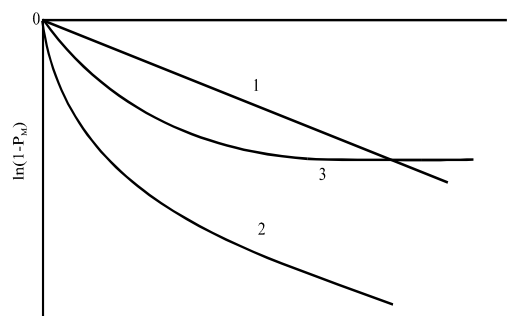


Рис. 3 Функция распределения статистической задержки пробоя по длительности:

1 – без заполнения ГЦ, 2 – при заполнении ГЦ, 3 – разностная кривая.

Если существует полевая зависимость коэффициентов эмиссии носителей заряда с глубоких центров, то после снижения обратного напряжения до напряжения заполнения  $V_m$ , изменится электрическое поле, изменится распределение зарядов на глубоких уровнях в области от  $-L_p$  до  $L_m$  [4]

$$f_m = \frac{c_n n + e_p}{c_n n + e_n + c_p p + e_p}, \quad (1)$$

где  $c_n, c_p$  – коэффициенты захвата электронов и дырок, соответственно,  $e_n, e_p$  – коэффициенты эмиссии,  $f_m$  – распределение зарядов на глубоких уровнях,  $n, p$  – концентрация электронов и дырок, соответственно.

Это, в свою очередь, может внести значительный вклад в вероятность включения микроплазмы. Поэтому при исследовании глубоких центров в относительно слабых полях, т. е. в области от  $L_m$  до  $L_n$  необходимо исключить влияние запуска лавины носителями, эмитированными с ГЦ в области от  $-L_p$  до  $L_m$ .

В связи с этим предлагается проводить измерения статистической задержки микроплазменного пробоя на прямоугольных импульсах напряжения следующего вида, представленные на рисунке 4.

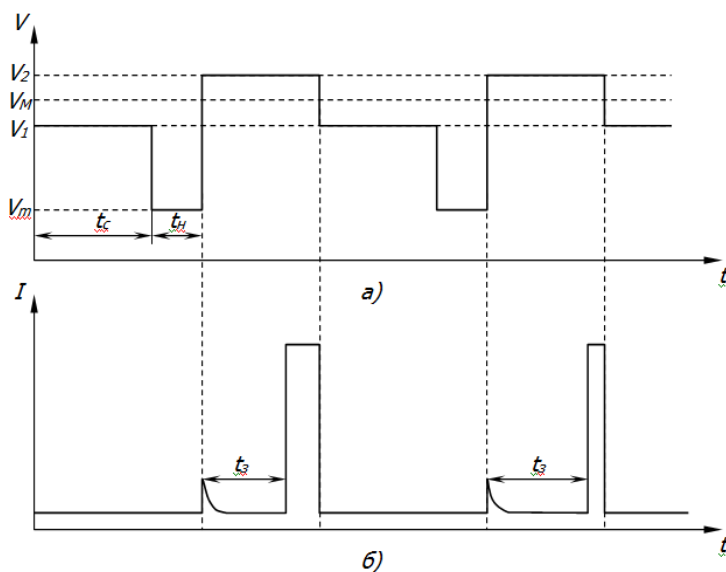


Рис. 4 Форма импульсов напряжения для измерения задержки пробоя:

а) напряжение, прикладываемое к диоду, б) ток через диод.

Время  $t_c$  выбирают таким образом, чтобы в  $p$ - $n$ -переходе успевало устанавливаться стационарное состояние ГЦ. Время  $t_n$  должно быть гораздо меньше времени перераспределения заряда на ГЦ под действием электрического поля в области от  $-L_p$  до  $L_m$ , и в тоже время, чтобы ГЦ в области от  $L_m$  до  $L_l$  заполнились основными носителями заряда (электронами) со стороны  $n$ -базы. Это можно сделать, так как время перераспределения

носителей заряда на ГЦ под действием электрического поля определяется коэффициентами эмиссии носителей заряда с ГЦ, а заполнение ГЦ электронами в области от  $L_m$  до  $L_1$  при попадании ее в  $n$ -базу при снижении напряжения до  $V_m$  определяется коэффициентом захвата основных носителей заряда на ГЦ, который гораздо больше. Таким образом, можно исследовать влияние на вероятность включения микроплазмы только тех глубоких центров, которые эмитируют носители заряда (в данном случае электроны) из области заполнения от  $L_m$  до  $L_1$ . Для исключения перераспределения заряда ГЦ в области от  $-L_p$  до  $L_1$ ,  $V_2 - V_1$  должно быть много меньше  $V_2$ . При этом эмиссия носителей с глубоких центров в области заполнения от  $L_1$  до  $L_2$  может влиять на вероятность включения микроплазмы. Однако электрическое поле в этой области настолько слабое, что эмитируемые с ГЦ электроны не будут оказывать влияние на запуск лавины. Если же эмиссия носителей заряда в этой области влияет на запуск лавины, этот вклад можно учесть при измерении функции распределения задержки лавинного пробоя без заполнения ГЦ (фоновый запуск лавины) как и в разработанной ранее методике. Изменяя напряжение  $V_m$  можно изменять область заполнения ГЦ основными носителями заряда и исследовать влияние эмиссии носителей с ГЦ на запуск лавины в различных областях  $p$ - $n$ -перехода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой в полупроводниках. – Л. : Энергия, 1980. – 152 с.
2. Булярский С. В., Сережкин Ю. Н., Ионычев В. К. Статистическая задержка пробоя микроплазмы в фосфидгаллиевых  $p$ - $n$ -переходах // ФТП. – 1999. – Т. 33. – №. 11. – С. 1345–1349.
3. Ионычев В. К., Ребров А. Н. Исследование глубоких центров в микроплазменных каналах кремниевых лавинных эпитаксиальных диодов // ФТП. – 2009. – Т. 43. – №. 7. – С. 980–984.
4. Булярский С. В., Грушко Н. В. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. – М. : Изд-во Моск. ун-та, 1995. – 391 с.