

ИОНЫЧЕВ В. К., ШЕСТЕРКИНА А. А., КАДЕРКАЕВ Р. Р., ШВЕЦОВ А. С.

**ЗАДЕРЖКА ПРОБОЯ МИКРОПЛАЗМЫ В $P-N$ -ПЕРЕХОДЕ
ПРИ ЭМИССИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА С ДВУХУРОВНЕВОГО ЦЕНТРА**

Аннотация. Анализируется влияние глубоких центров на статистическую задержку пробоя микроплазмы в $p-n$ -переходе. Проведен численный расчет вероятности включения микроплазмы в случае эмиссии носителей заряда с двухуровневой ловушки. Показаны характерные особенности в распределении статистической задержки пробоя микроплазмы по длительности, когда два близко расположенных уровня принадлежат двум различным зарядовым состояниям одного и того же центра.

Ключевые слова: статистическая задержка пробоя, глубокие центры, включение микроплазмы, эмиссия носителей заряда, зарядовое состояние центра.

IONYCHEV V. K., SHESTERKINA A. A., KADERKAEV R. R., SHVETSOV A. S.

**MICROPLASMA BREAKDOWN DELAY IN $P-N$ JUNCTION
DUE TO CHARGE CARRIERS EMISSION FROM TWO-LEVEL CENTER**

Abstract. The paper provides an analysis of the effect of deep centers on the static delay of microplasma breakdown in $p-n$ junction. The research includes a numerical calculation of the probability of microplasma turn-on if charge carriers emission from the two-level trap takes place. The features of distribution in time of the static delay of microplasma breakdown were defined, when two close-located levels are owned by two different charge states of the same center.

Keywords: static delay of breakdown, deep centers, microplasma turn-on, carriers emission, charge state of center.

Многозарядная ловушка может последовательно испускать несколько электронов либо дырок. Особенности тепловой ионизации глубоких центров возникают в случае, когда два близко расположенных уровня принадлежат двум различным зарядовым состояниям одного и того же центра. Эти особенности возникают из-за того, что концентрация центров в определенных зарядовых состояниях перераспределяется между двумя состояниями в процессе ионизации. Конкретный центр может быть в одном зарядовом состоянии. Электроны и дырки эмитируют с центра последовательно, поэтому могут возникать ситуации, когда эмиссия с одного зарядового состояния ограничивает выброс с другого [2].

Если глубокий центр создает два энергетических уровня в запрещенной зоне, то он может находиться в трех зарядовых состояниях. Изменение числа центров в данном зарядовом состоянии возможно в результате: захвата электрона либо дырки на центр, эмиссии электрона или дырки с центра. Для центра, оказавшегося в области

пространственного заряда (ОПЗ), первые два процесса исключаются. Существенную роль играет один из процессов эмиссии, вследствие которого центр последовательно переходит из первого состояния во второе, а затем в третье. При этом поступательно уменьшается число носителей заряда на центре. Схема таких переходов показана на рисунке 1.

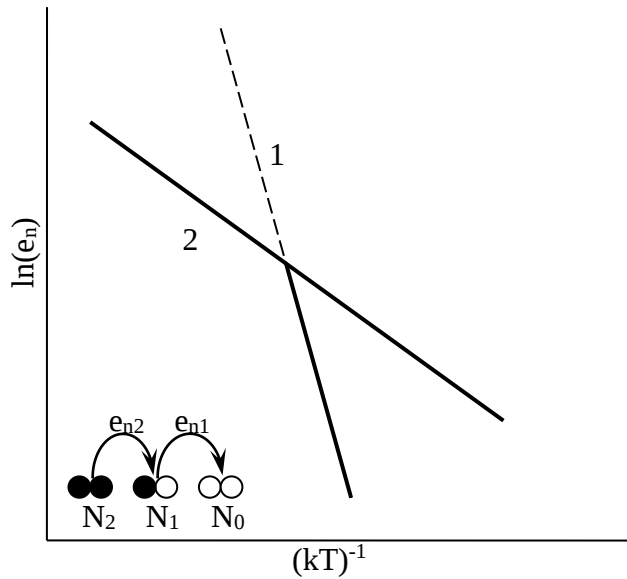


Рис. 1. Схема термических переходов и зависимость скорости эмиссии с двухуровневого центра от температуры. 1 – e_{n1} ; 2 – e_{n2}

Рассмотрим для определенности полупроводник n-типа. В качестве начальных условий выберем полное заполнение центров носителями заряда ($N_{20}=N_t$). Все центры захватили по два электрона. При некоторой температуре, достаточной для перехода электронов с уровней в зону проводимости, концентрация центров в различных зарядовых состояниях будет изменяться. Выброс электрона с уровня, соответствующего состоянию N_2 , в зону проводимости переводит центр в состояние N_1 . Вероятность этого выброса определяется скоростью термической эмиссии e_{n2} . Только после этого возможен выброс электрона из состояния N_1 в зону проводимости, вероятность которого e_{n1} . Следовательно, изменение концентрации центров в состоянии N_2 происходит за счет одного процесса, а в N_1 – за счет двух процессов, что описывается системой кинетических уравнений

$$\frac{dN_2}{dt} = -e_{n2}N_2 ; \quad \frac{dN_1}{dt} = -e_{n1}N_1 + e_{n2}N_2 \quad (1)$$

с начальными условиями $N_2(0)=N_t$, $N_1(0)=0$. При этом в процессе перезарядки центра выполняется условие $N_2(t)+N_1(t)+N_0(t)=N_t$. Решение системы уравнений (1) дает:

$$N_1(t) = \frac{e_{n2}N_t}{e_{n2} - e_{n1}} \left(\exp(-e_{n1}t) - \exp(-e_{n2}t) \right), \quad (2)$$

$$N_2(t) = N_t \exp(-e_{n2}t). \quad (3)$$

Скорости эмиссии электронов из зарядовых состояний N_2 и N_1 будут определяться как

$$G_1(t) = e_{n1}N_1(t), \quad G_2(t) = e_{n2}N_2(t).$$

Для функции распределения задержки пробоя МП по длительности, обусловленной реэмиссией носителей с двухуровневой ловушки, получено следующее выражение [3]:

$$1 - P_{Mt} = \exp \left\{ A \left[\frac{e_{n2}}{e_{n2} - e_{n1}} \exp(-e_{n1}t) + \frac{e_{n2} - 2e_{n1}}{e_{n2} - e_{n1}} \exp(-e_{n2}t) - 2 \right] \right\}, \quad (4)$$

где $A = S_M N_t \int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx$, L_m , L_n – границы области релаксации носителей заряда с глубоких уровней, S_M – площадь микроплазмы; $P_n(x)$ – вероятность запуска лавины носителем заряда.

Для анализа выражение (4) удобно представить в полулогарифмической системе координат в виде

$$\varphi(t) = \ln(1 - P_{Mt}) = \varphi_1(t) + \varphi_2(t), \quad (5)$$

$$\text{где } \varphi_1(t) = A \left[\frac{e_{n2}}{e_{n2} - e_{n1}} \exp(-e_{n1}t) - 1 \right], \quad (6)$$

$$\varphi_2(t) = A \left[\frac{e_{n2} - 2e_{n1}}{e_{n2} - e_{n1}} \exp(-e_{n2}t) - 1 \right]. \quad (7)$$

Физический смысл параметра A состоит в следующем. Величина $\exp(-A)$ есть вероятность того, что по истечении времени, когда установится стационарное состояние ловушки, после подачи прямоугольного импульса перенапряжения, микроплазма не включится. Теоретически это время равно бесконечности.

На рисунке 2 приведены результаты расчетов функции $\varphi(t)$, $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$ при различных соотношениях e_{n1} и e_{n2} . Для удобства расчетов величина A взята равной 1. В определенном диапазоне температур, когда e_{n1} и e_{n2} равны или близки друг другу, разделить два процесса перезарядки двухуровневого центра из функции распределения статистической задержки пробоя не представляется возможным (см. рис. 2а, 2б), тем более, если экспериментальная кривая $\varphi(t)$ не достигает насыщения – величины $2A$. Будет обнаружен только один уровень, но с неверным значением концентрации.

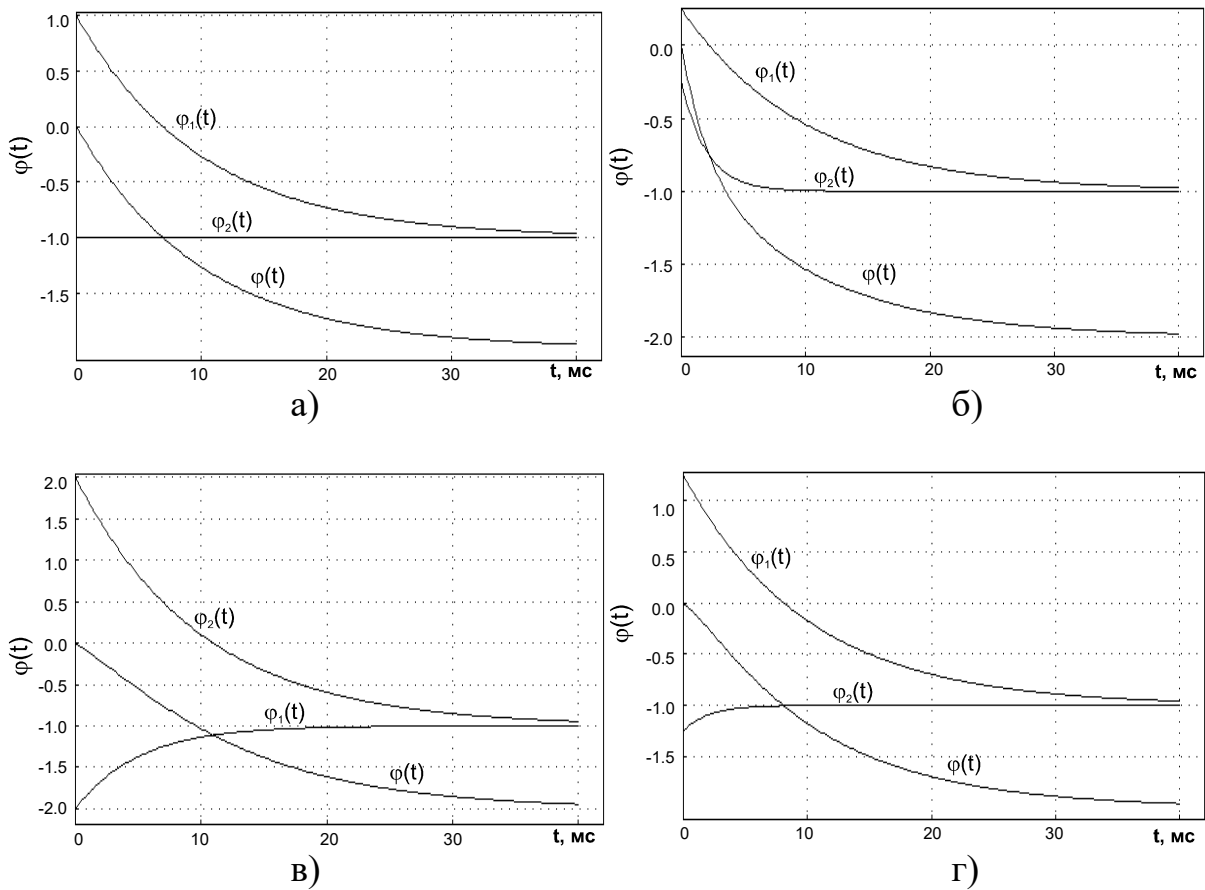


Рис. 2. Функции распределения задержки пробоя микроплазмы при эмиссии электронов с двухуровневой ловушки. $\frac{e_{n1}}{e_{n2}}$: а) – 0,5; б) – 2; в) – 5; г) – 0,2.

Чтобы отдельно определить вероятности ионизации обоих зарядовых состояний, необходимо экспериментально осуществить различные начальные заполнения этих состояний. Если скорости эмиссии с уровней сильно различаются, во всяком случае, более чем в несколько раз, то разделить эти два процесса можно путем аппроксимации кривой $\varphi(t)$ суммой экспонент и констант. В случае $e_{n1} \gg e_{n2}$, выброс электронов с зарядового состояния N_2 сильно лимитирует процесс эмиссии с зарядового состояния N_1 , и функция распределения задержки пробоя $\varphi(t)$ имеет характерный выпуклый начальный участок (см. рис. 2в). Когда e_{n1} превышает e_{n2} более, чем в десятки раз, $\varphi_1 \approx A$, и перезарядка ловушки практически определяется скоростью эмиссии носителей e_{n2} из зарядового состояния N_2 , но с удвоенной концентрацией центров, т.е. с уровня, соответствующего зарядовому состоянию N_1 электроны эмитируют почти мгновенно вслед за электронами из состояния N_2 . При $e_{n2} \gg e_{n1}$, функция распределения $\varphi(t)$ имеет такой же вид (см. рис. 2г), что и в случае эмиссии основных носителей с уровней, принадлежащих двум различным по природе центрам [1; 4]. Разделить эти два уровня большого труда не представляет, а идентифицировать уровни можно лишь по концентрации центров.

В результате проведенной работы получено математическое выражение и проведены расчеты вероятности включения микроплазмы в случае эмиссии носителей заряда с двухуровневой ловушки. Показаны характерные особенности в распределении статистической задержки пробоя микроплазмы по длительности, когда два близко расположенных уровня принадлежат двум различным зарядовым состояниям одного и того же центра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булярский С. В., Сережкин Ю. Н., Ионычев В. К. Статистическая задержка пробоя микроплазмы в фосфидгаллиевых p - n -переходах // ФТП. – 1999. – Т. 33. – Вып. 11. – С. 1345–1349.
2. Ионычев В. К. Микроплазменная спектроскопия глубоких уровней в p - n -переходах. – Саранск: Изд-во Мордов. ун-та, 2005. – 132 с.
3. Ионычев В. К., Ребров А. Н. Численный расчет вероятности включения микроплазмы в p - n -переходе // Известия вузов. Электроника. – 2006. – № 4. – С. 23–30.
4. Ионычев В. К., Ребров А. Н. Исследование глубоких центров в микроплазменных каналах кремниевых лавинных эпитаксиальных диодов // ФТП. – 2009. – Т. 43. – Вып.7. – С. 980–984.