

Влияние глубоких центров на статистическую задержку микроплазменного пробоя в арсенид-галлиевых светодиодах

© В.К. Ионычев, А.А. Шестеркина

Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

E-mail: microelektro@mail.ru

(Получена 11 октября 2017 г. Принята к печати 19 декабря 2017 г.)

Проведено исследование статистической задержки пробоя микроплазмы в арсенид-галлиевых светодиодах. Обнаружено существенное влияние глубоких центров на микроплазменный пробой арсенид-галлиевых $p-n$ -переходов. Показано, что при изменении зарядового состояния глубоких центров снижением обратного напряжения на $p-n$ -переходе, статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет оценивать энергетический спектр глубоких уровней в микроплазменном канале. В температурном диапазоне 250–350 К обнаружено влияние трех глубоких уровней и определены их параметры.

DOI: 10.21883/FTP.2018.08.46224.8750

1. Введение

Лавинный пробой реальных $p-n$ -переходов сильно локализован и имеет микроплазменный характер. Микроплазмы (МП), как правило, располагаются в местах скопления различного рода структурных дефектов и несовершенств. Характеристики и надежность полупроводниковых приборов в большой степени зависят от свойств различных дефектов и определяются совокупностью микроплазм диода. Поэтому примесная атмосфера и структурные дефекты микроплазменных каналов представляют большой интерес для разработчиков светоизлучающих диодов.

При приложении к $p-n$ -переходу обратного напряжения, превышающего напряжение пробоя самой низковольтной МП, наблюдается статистическая или релаксационная задержка пробоя [1]. Если в микроплазменном канале имеются глубокие центры (ГЦ), то эмиссия с них носителей заряда влияет на статистическую задержку пробоя даже в тех случаях, когда концентрация ГЦ на много порядков величины меньше концентрации легирующих примесей [2]. В отличие от известных традиционных методов (емкостная спектроскопия, эффект Холла, фотопроводимость и т.д.) задержка лавинного пробоя дает возможность изучения характеристик локальных мест скопления дефектов, что очень важно для прогнозирования свойств и надежности полупроводниковых приборов.

В научной литературе описано несколько попыток определения параметров ГЦ по статистической задержке микроплазменного пробоя [3–5]. Но, как отмечали сами авторы, полученные результаты оказались слишком неточными и противоречивыми. В данной работе использовался метод, описание и теоретическое обоснование которого можно найти в [2]. Изменение зарядового состояния ГЦ проводилось частичным снижением обратного напряжения на $p-n$ -переходе. В этом случае ГЦ заполняются основными носителями заряда. При этом заполнение ГЦ можно проводить лишь в ограниченной

части области пространственного заряда (ОПЗ) вблизи ее границ, где напряженность электрического поля относительно небольшая. Ранее были проведены исследования в кремниевых диодах и фосфидгаллиевых светодиодах красного и зеленого спектра излучения [2,6,7]. В работе рассматривается влияние глубоких уровней (ГУ) на статистическую задержку микроплазменного пробоя в арсенид-галлиевых светодиодах.

2. Экспериментальные образцы

В качестве объекта исследования были выбраны арсенид-галлиевые светодиоды АЛ107Б инфракрасного спектра излучения. Кристалл GaAs:Si светодиода представляет собой эпитаксиальную $p-n$ -структуру. Исходной подложкой для выращивания структуры служит GaAs n -типа с концентрацией носителей $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Плоскость ориентации подложки (100). В результате эпитаксиального процесса выращивается двухслойная эпитаксиальная $p-n$ -структура, n - и p -области которой легированы Si. В условиях жидкостной эпитаксии удается использовать амфотерные свойства Si в GaAs и получать $p-n$ -структуру в едином процессе эпитаксиального выращивания за счет естественного увеличения нестехиометрии раствора при охлаждении: при высокой температуре роста вначале процесса выращивания Si занимает вакансии в подрешетке Ga и создает донорные уровни, при низкой температуре — вакансии в подрешетке As и создает акцепторные уровни, при промежуточной температуре занимает вакансии As и Ga и создает переходную компенсированную область. Кристалл имеет плоскую конфигурацию с резанными гранями (протравленными для удаления разрушенного слоя). Размеры кристалла светоизлучающего диода составляли $0.2 \times 0.2 \text{ мм}$. Опираясь на данные емкостных измерений, в качестве рабочей была выбрана модель плавного перехода с градиентом концентрации легирующей примеси $1.1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Стационарное напряжение пробоя

первых МП в различных диодах изменялось в пределах 21–22 В при комнатной температуре. Для измерений отбирались диоды, которым были присущи все признаки „классических“ микроплазм: появление импульсов тока, характерного излома на вольт-амперной характеристике (ВАХ), достаточно широкий диапазон перенапряжения первой микроплазмы (напряжение пробоя второй МП не менее чем на 0.25 В превышало напряжение пробоя первой).

3. Расчетные соотношения

Подробный вывод основных соотношений дан в [2]. Если рассматривать p – n -переход, в котором ГУ находится в верхней половине запрещенной зоны, и заполнение данного уровня производится основными носителями заряда (т.е. путем снижения напряжения от величины $U > U_M$ до $U_m < U_M$, где U_M — напряжение включения МП), то функция распределения задержки пробоя МП по длительности (вероятность того, что в течение времени t после приложения напряжения U МП не включится) будет иметь вид [2]

$$1 - P_M = \exp \left\{ -S_M N_t \left[\frac{e_n e_p}{e_n + e_p} t \int_{-L_p}^{L_n} (P_n(x) + P_p(x)) dx + \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \left(\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right) \times \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где e_n и e_p — коэффициенты эмиссии электронов и дырок с ГЦ соответственно, $P_n(x)$ и $P_p(x)$ — вероятности запуска лавины, N_t — концентрация ГЦ, S_M — сечение микроплазменного канала, $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$ — постоянная времени установления стационарного состояния глубокого уровня, L_p и L_n — границы ОПЗ, соответствующие напряжению U , L_m — граница ОПЗ с n -стороны при напряжении U_m .

При этом предполагается, что концентрация ГЦ мала по сравнению с концентрацией легирующих примесей, и отсутствует влияние электрического поля на эмиссию носителей заряда с ГЦ. В этом случае e_n и e_p не зависят от координаты, а L_n , L_p , P_n и P_p — от времени.

В арсениде галлия коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок равны $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$. В этом случае вероятности запуска лавины электроном $P_n(x)$ и дыркой $P_p(x)$, стартующими из точки x ОПЗ, определяются из решения системы уравнений, представленной в [1].

Как следует из (1), в полулогарифмической системе координат функция распределения задержки пробоя со-

стоит из линейной и нелинейной части:

$$\ln(1 - P_{M0}) = -S_M N_t \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} \left[\int_{-L_p}^{L_n} (P_n(x) + P_p(x)) dx \right] t, \quad (2)$$

$$\ln(1 - P_{Mt}) = -S_M N_t \frac{e_n^2}{e_n + e_p} \times \left[\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right]. \quad (3)$$

Линейный член (2) отражает термогенерационный механизм запуска лавины через рассматриваемый глубокий уровень. Нелинейный член (3) — запуск лавины, обеспечиваемый реэмиссией носителей заряда с ГЦ.

Если исключить в (1) линейное слагаемое, то функция распределения задержки пробоя будет иметь вид

$$1 - P_{Mt} = \exp \left[A \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \right], \quad (4)$$

где

$$A = -S_M N_t \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \left[\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right]. \quad (5)$$

Линейное слагаемое можно исключить из рассмотрения, если измерить функцию распределения без заполнения ГЦ. В этом случае при малых перенапряжениях $L_m \approx L_n$ и, согласно (1), измеряется $1 - P_{M0}$. Таким образом, вопрос можно свести к анализу функции $1 - P_{Mt}$, содержащей основную информацию о влиянии ГЦ на задержку пробоя, которая также имеет вид (4).

В реальных p – n -переходах наряду с тепловой эмиссией носителей заряда с ГЦ имеются и другие механизмы, поставляющие носители для запуска лавины (диффузия из базовых областей, туннелирование). В этом случае правая часть выражения (1) в показателе экспоненты должна быть дополнена еще одним, чаще всего линейным слагаемым. Его вклад также можно учесть при измерении функции распределения задержки пробоя без заполнения ГЦ (фоновый запуск).

Если в ОПЗ p – n -перехода имеется несколько простых двухзарядных ГУ, то процессы эмиссии носителей заряда с них будут идти независимо, и функция распределения задержки пробоя в полулогарифмических координатах будет представлять собой сумму отдельных компонент.

4. Методика эксперимента

При измерениях образцы помещались в светонепроницаемый криотермостат с точностью поддержания температуры ~ 0.1 К. Температура образцов контролировалась платиновым термометром сопротивления ТСПН-5.

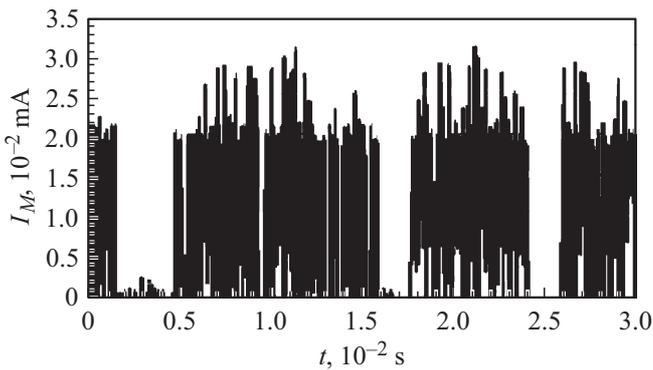


Рис. 1. Осциллограмма тока через диод.

Напряжение на $p-n$ -переходе изменялось с помощью генератора ступенчатого напряжения с фронтом нарастания около 1 мкс. Время задержки пробоя измерялось частотомером ЧЗ-64/1.

На постоянном напряжении пробой диодов имел ярко выраженный микроплазменный характер, т.е. на экране осциллографа наблюдались характерные микроплазменные импульсы при напряжении, незначительно превышающем стационарное напряжение пробоя U_M . При этом микроплазменный пробой $p-n$ -переходов в исследуемом диапазоне температур 250–350 К имел четко выраженный „пакетный“ характер (рис. 1), что свидетельствует о наличии в ОПЗ перехода ГЦ и их влиянии на задержку пробоя.

Экспериментальные исследования влияния ГЦ на статистическую задержку пробоя МП включали два этапа. Вначале проводились измерения без специального заполнения ГЦ в микроплазменном канале. На исследуемый диод подавались прямоугольные импульсы напряжения (обычно от 500 до 1000). Амплитуда верхней ступеньки напряжения U на несколько процентов превышала напряжение пробоя U_M первой МП. Амплитуда нижней ступеньки напряжения U_m была чуть меньше (примерно на 10 мВ) U_M . Таким образом исключалось специальное заполнение ГЦ носителями заряда в микроплазменном канале. Функция распределения задержек пробоя $1 - P_{M0}$ определялась как отношение числа импульсов ступенчатого напряжения, при котором задержка пробоя превышала t , к полному числу прикладываемых импульсов. Затем по такой же методике проводились измерения задержки пробоя при заполнении ГЦ в микроплазменном канале частичным снижением напряжения $U_m < U_M$. Экспоненциальный во времени переходной процесс перезарядки глубоких уровней отражает функция распределения статистической задержки пробоя МП по длительности $1 - P_M$. В проведенных нами измерениях вероятность пробоя всегда повышалась. Это дало основание полагать, что в основе перезарядки ГУ лежат процессы захвата и эмиссии основных носителей заряда, а ГЦ выступали в роли ловушек захвата основных носителей.

На достоверность результатов измерений сильное влияние может оказывать длительность выдержки образца на нижнем уровне напряжения U_m . Длительность импульса U_m должна быть такой, чтобы протекающий ток лавинного пробоя в предшествующий период не влиял на результаты измерений задержки пробоя, так как при протекании лавинного тока ГЦ могут заполняться носителями во всей области микроплазмы, кроме того, протекающий лавинный ток разогревает канал микроплазмы. В наших экспериментах, для исключения влияния предыдущего цикла пробоя, длительность выдержки диода при напряжении заполнения U_m составляла ~ 100 мс.

5. Экспериментальные результаты

Исследования проводились в диапазоне температур 250–350 К. На рис. 2 показана зависимость среднего времени задержки пробоя МП τ_d от напряжения заполнения. Заметное возрастание вероятности включения МП по сравнению с фоновым запуском лавины начинает проявляться при $U_M - U_m \geq 20$ В. Данный факт анализировался в [8] и достаточно хорошо соответствует теоретическим расчетам зависимости вероятности запуска носителями лавины в отличие от фосфид-галлиевых светодиодов, где обнаружена аномально высокая чувствительность к заполнению ГЦ частичным снижением обратного напряжения [9]. При расчетах использовались коэффициенты ионизации из работы [1]. Для носителей заряда, стартующих вблизи границ ОПЗ, вероятности запуска лавины P_p и P_n близки нулю, и на зависимости среднего времени задержки пробоя МП от напряжения заполнения наблюдается „полочка“. И только когда запускающие носители стартуют из глубоких районов ОПЗ, где напряженность электрического поля достаточна для запуска лавины, P_n и P_p начинают возрастать, а среднее время задержки пробоя начинает уменьшаться. Максимальное значение поля в области заполнения,

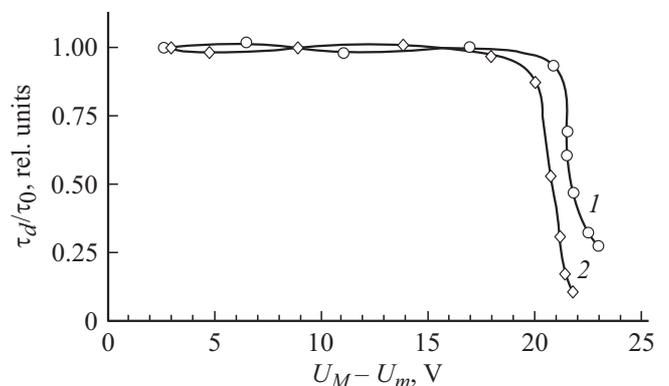


Рис. 2. Зависимость среднего времени задержки пробоя микроплазмы от напряжения заполнения. τ_d — среднее время задержки при заполнении глубоких центров, τ_0 — среднее время задержки без заполнения глубоких центров. $U - U_M = 0.2$ В. 1 — $T = 301$ К, $U_M = 21.33$ В; 2 — $T = 275$ К, $U_M = 20.63$ В.

Концентрация ГЦ в канале МП

Обозначение энергетического уровня	Энергия E_i , эВ	Сечение захвата, см^2	Концентрация глубоких центров N_i , см^{-3}
E_1	0.57	$9.2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{14}$
E_2	0.36	$2.1 \cdot 10^{-16}$	$1.5 \cdot 10^{14}$
E_3	0.22	$3.5 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{14}$

начиная с которого τ_d заметно уменьшается, составляло величину около $5 \cdot 10^5$ В/см.

На рис. 3 представлены функции распределения задержки пробоя МП при $T = 307.7$ К. Подобные функции распределения наблюдались во всем исследованном диапазоне температур. Измерения проводились при перенапряжении $U - U_M = 0.15 - 0.20$ В, а в качестве напряжения заполнения глубоких центров использовалось небольшое прямое напряжение $U_m = -0.3$ В. Для экспериментального измерения функции распределения задержки пробоя необходимо выполнение условия $\tau_0 > 2\tau$. Этого можно было добиться выбором перенапряжения на диоде или изменением температуры. Как видно из рисунка, все кривые соответствуют соотношениям (1)–(4). Результирующая кривая 3 описывалась выражением (4), либо суммой экспонент вида (4). Это позволило провести определение постоянных времени установления стационарного состояния глубоких центров τ и параметра A .

На рис. 4 приведены зависимости τ от T в виде графиков Аррениуса. Определены параметры трех глубоких уровней, которые указаны в таблице. Так как исследуемые $p-n$ -переходы были симметричны, определить, от какой зоны отсчитываются эти уровни, не представлялось возможным. Для точной идентификации найденных уровней проведенных измерений не достаточ-

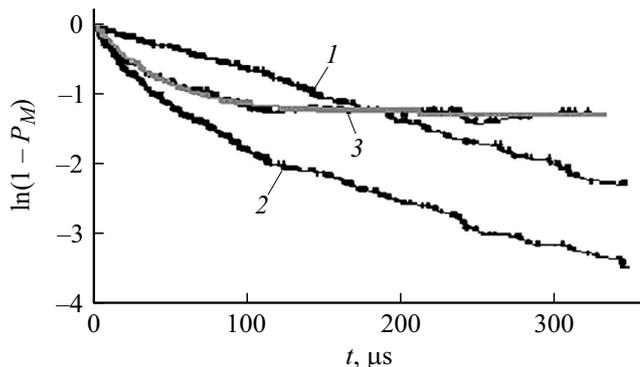


Рис. 3. Типичные функции распределения задержки пробоя микроплазмы по длительности. $T = 307.7$ К, $U - U_M = 0.15$ В, $U_m = -0.3$ В, 1 — без заполнения ГЦ, 2 — при заполнении ГЦ, 3 — разностная кривая. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация (сумма двух экспонент вида (4)). Параметры аппроксимации: $\tau_1 = 14.8$ мкс, $A_1 = 0.38$, $\tau_2 = 33.8$ мкс, $A_2 = 0.87$.

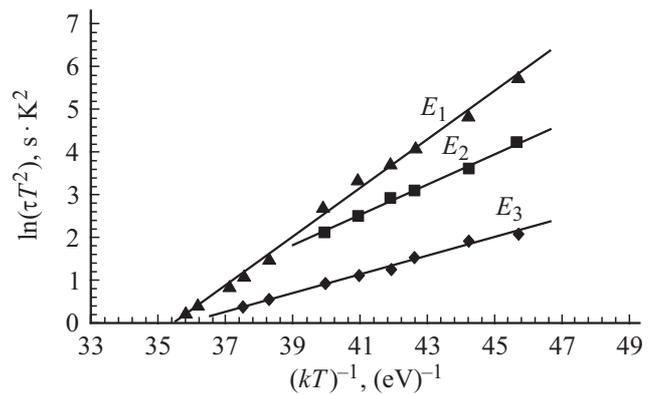


Рис. 4. Графики Аррениуса для обнаруженных уровней.

но. Возможно, что найденные уровни проявляются лишь в микроплазменных каналах и соответственно другими методами не обнаруживаются.

По величине параметра A , рассчитываемого по формуле (5), определена концентрация ГЦ в канале МП (см. таблицу). Для расчета вероятностей запуска лавины носителями использовались выражения для коэффициентов ионизации из работы [1], с учетом полевой и температурной зависимостей. Диаметр микроплазменного канала, входящий в выражение (5), рассчитывался исходя из последовательного сопротивления МП по методике [1] и в среднем составлял 1.8 мкм. Последовательное сопротивление определялось из вольт-амперных характеристик МП во включенном состоянии.

Заметим, что, учитывая погрешности в α_n и α_p , а также в определении диаметра МП, ошибка в расчете концентрации ГЦ может быть довольно существенной. Для определения же глубины залегания уровней знание этих величин не требуется, поэтому энергия ГУ определяется достаточно точно.

6. Заключение

Изложенные результаты показывают, что на лавинный пробой арсенид-галлиевых светодиодов существенное влияние оказывают ГЦ. Показано, что при изменении зарядового состояния ГЦ частичным снижением напряжения на $p-n$ -переходе статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет оценивать энергетический спектр глубоких уровней, локализованных в канале МП при их низкой концентрации, когда другие методы неприменимы. Результаты экспериментальных исследований в арсенид-галлиевых диодах с эпитаксиальной структурой хорошо согласуются с теоретическими расчетами вероятности запуска носителями лавины.

Список литературы

[1] И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).

- [2] С.В. Булярский, Ю.П. Серезкин, В.К. Ионычев. ФТП, **33** (11), 1345 (1999).
- [3] M.W. Nield, J.H. Leck. J. Appl. Phys., **18** (2), 185 (1967).
- [4] K.I. Nuttall, M.W. Nield. Sol. St. Electron., **18** (1), 13 (1975).
- [5] G. Ferenczi. Sol. St. Electron., **17** (9), 903 (1974).
- [6] В.К. Ионычев, А.Н. Ребров. ФТП, **43** (7), 980 (2009).
- [7] В.К. Ионычев, А.А. Шестеркина. ФТП, **51** (3), 386 (2017).
- [8] А.С. Кюрегян, Ю.Н. Серезкин. ФТП, **15** (4), 689 (1981).
- [9] С.В. Булярский, Ю.П. Серезкин, В.К. Ионычев. Письма ЖТФ, **25** (5), 9 (1999).

Редактор Г.А. Оганесян

Influence of deep centers on the statistical delay of microplasma breakdown in arsenide gallium light-emitting diodes

V.K. Ionychev, A.A. Shesterkina

Mordovian State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract A statistical study of the delay in the breakdown of microplasmas in arsenide gallium light-emitting diodes has been carried out. A significant influence of deep centers on the microplasma breakdown of arsenide-gallium $p-n$ -junctions was observed. It is shown that when the charge state of deep centers changes by decreasing the reverse voltage at the $p-n$ -junction, the statistical delay of microplasma breakdown makes it possible to estimate the energy spectrum of deep levels in the microplasma channel. In the temperature range 250–350 K, the influence of three deep levels is revealed and their parameters are determined.