

# ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ В МИКРОПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛАХ КРЕМНИЕВЫХ ЛАВИННЫХ ДИОДОВ

Ионычев В.К., Ребров А.Н.

ГОУВПО «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева», г. Саранск

Тел. 8(8342)29-06-33, E-mail: [microelektro@mail.ru](mailto:microelektro@mail.ru)

**Аннотация.** Проведено исследование статистической задержки пробоя микроплазмы в кремниевых эпитаксиальных  $p-n$ -переходах. Показано, что при изменении зарядового состояния глубоких центров снижением напряжения на  $p-n$ -переходе статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет определять параметры глубоких центров. В температурном диапазоне 100—220 К обнаружено четыре глубоких уровня и определены их параметры.

**Ключевые слова:** полупроводник, кремний,  $p-n$ -переход, пробой, микроплазма, статическая задержка, глубокий центр, параметр.

## Постановка задачи

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. Надежность лавинных диодов, их способность выдерживать кратковременные перегрузки в обратном направлении целиком определяются совокупностью МП диода. Поэтому примесная атмосфера и структурные дефекты микроплазменных каналов представляют большой интерес для разработчиков лавинных 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. 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 [2-4]. 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 [5]. 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. Рассматривается возможность определения параметров глубоких уровней (ГУ) из измерений функции распределения длительности статистической задержки пробоя МП (кривой Лауэ) в кремниевом лавинном диоде.

## Экспериментальные образцы

В качестве объекта исследования были выбраны лавинные выпрямительные диоды КД 2978. Основу структуры образует подложка из кремния  $p$ -типа КДБ-0.005. Электронно-дырочный переход формировался путем выращивания эпитаксиальной пленки  $n$ -типа толщиной 18 мкм с удельным сопротивлением 0.07 Ом·см. В месте выхода  $p-n$ -перехода на поверхность вытравливалась канавка, которая зарастивалась азотнозакисным окислом методом плазмохимического осаждения в атмосфере  $O_2$  и  $N_2$ . Площадь исследуемых диодов, по сравнению с промышленными образцами, была уменьшена в 16 раз и составила 1 мм<sup>2</sup>. Это было сделано с целью получения "одинокных" МП, максимально отстоящих друг от друга по

напряжению пробоя. По результатам исследования вольт-фарадных и прямых вольт-амперных характеристик [6] было обнаружено, что данные диоды характеризуются высокой плотностью дефектов в районе границы раздела "эпитаксиальная пленка - подложка", т.е. в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода. Опираясь на данные емкостных измерений, в качестве рабочей была выбрана модель плавного перехода с градиентом концентрации легирующей примеси  $4.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$ . Стационарное напряжение пробоя первых МП в различных диодах изменялось в пределах 22–23 В при комнатной температуре.

Для измерений отбирались диоды, в которых напряжение пробоя второй МП не менее чем на 0.5 В превышало напряжение пробоя первой.

### Расчетные соотношения

Подробный вывод основных соотношений дан в [5]. 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 [5]

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

где  $e_n$  и  $e_p$  — коэффициенты эмиссии электронов и дырок с ГЦ соответственно,  $P_n(x)$  и  $P_p(x)$  — вероятности запуска ими 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  $n$ -сторонны 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 кремнии коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок не равны  $\alpha_n \neq \alpha_p$ . В этом случае вероятности запуска лавины электроном  $P_n(x)$  и дыркой  $P_p(x)$ , стартующими из точки  $x$  ОПЗ, задаются в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений, аналитическое решение которой приведено в [1]. Там же рассматривается методика расчета  $P_n(x)$ ,  $P_p(x)$  и  $P_{np}(x)$ .

Как следует из (1), в полулогарифмической системе координат функция распределения задержки пробоя состоит из линейной и нелинейной части

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

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

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

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

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

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, и 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.

### Методика эксперимента

При измерениях образцы помещались в светонепроницаемый криотермостат с точностью поддержания температуры  $\sim 0.1$  К. Температура образцов контролировалась платиновым термометром сопротивления ТСПН-5. Напряжение на  $p$ - $n$ -переходе изменялось с помощью генератора ступенчатого напряжения с фронтом нарастания около 10 мкс. Время задержки пробоя измерялось частотомером ЧЗ-64/1.

На постоянном напряжении пробой диодов имел ярко выраженный микроплазменный характер, то есть на экране осциллографа наблюдались характерные микроплазменные импульсы при напряжении, незначительно превышающем стационарное напряжение пробоя  $U_M$ . Причем микроплазменный пробой исследуемых  $p$ - $n$ -переходов при температурах ниже 220 К имел четко выраженный "пакетный" характер, 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 (на 5–10 мВ)  $U_M$ . Таким образом исключалось специальное заполнение ГЦ носителями заряда в микроплазменном канале. Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя проводилась выдержка диода при напряжении заполнения  $U_m$ . В наших экспериментах она составляла  $\sim 100$  мс. 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.

### Экспериментальные результаты

Исследования проводились в диапазоне температур 100–300 К. Заполнение ГЦ снижением напряжения на  $p-n$ -переходе приводило к уменьшению статистической задержки пробоя только при относительно низких температурах  $T \leq 220$  К. При более высоких температурах кривые Лауэ были линейны и показывали одинаковое среднее время задержки, независимо от напряжения заполнения ГЦ в ОПЗ  $p-n$ -перехода. На рис. 1 показана зависимость среднего времени задержки пробоя МП  $\tau_d$  от напряжения заполнения при  $T = 196.3$  К. Заметное возрастание вероятности включения МП по сравнению с фоновым запуском лавины начинает проявляться при  $U_M - U_m \geq 14$  В. Данный факт анализировался в [7] и достаточно хорошо соответствует теоретическим расчетам зависимости вероятности запуска носителями лавины (рис. 2).

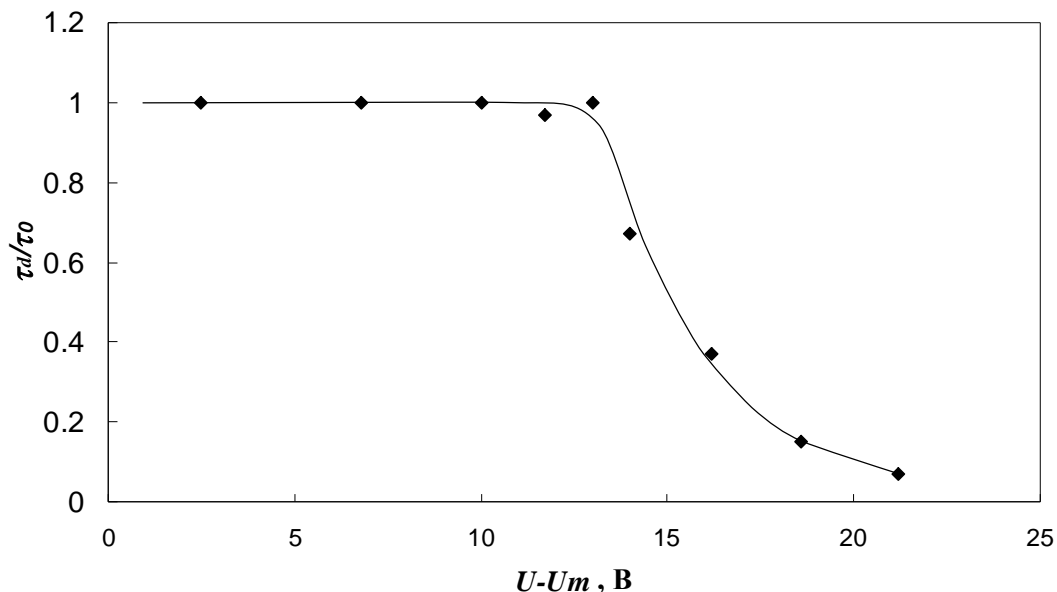


Рис. 1. Зависимость среднего времени задержки пробоя микроплазмы от напряжения заполнения.  $\tau_d$  - среднее время задержки при заполнении глубоких центров,  $\tau_0$  - среднее время задержки без заполнения глубоких центров,  $U - U_M = 0.3$  В,  $T = 196.3$  К.

При расчетах использовались коэффициенты ионизации из работы [1]. Как видно из рисунка, для носителей заряда, стартующих вблизи границ ОПЗ, вероятности запуска лавины  $P_p$  и  $P_n$  близки нулю, а на зависимости среднего времени задержки пробоя МП от напряжения заполнения наблюдается "полочка". И только при  $x \leq 0.25$  мкм (рис.2), что соответствует  $U_M - U_m \geq 14$ В, когда  $P_n$  и  $P_p$  начинают возрастать, среднее время задержки пробоя также начинает уменьшаться. Максимальное значение поля в области заполнения, начиная с которого  $\tau_d$  начинает заметно уменьшаться, составляет величину около  $2.3 \cdot 10^5$  В/см.

На рис. 3 представлены функции распределения задержки пробоя МП при  $T = 108.4$  К. Подобные функции распределения наблюдались в диапазоне температур 100–220 К. Измерения проводились при перенапряжении  $U - U_M = 0.3-0.4$  В и напряжении заполнения глубоких центров  $U_m = 1.0$  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.

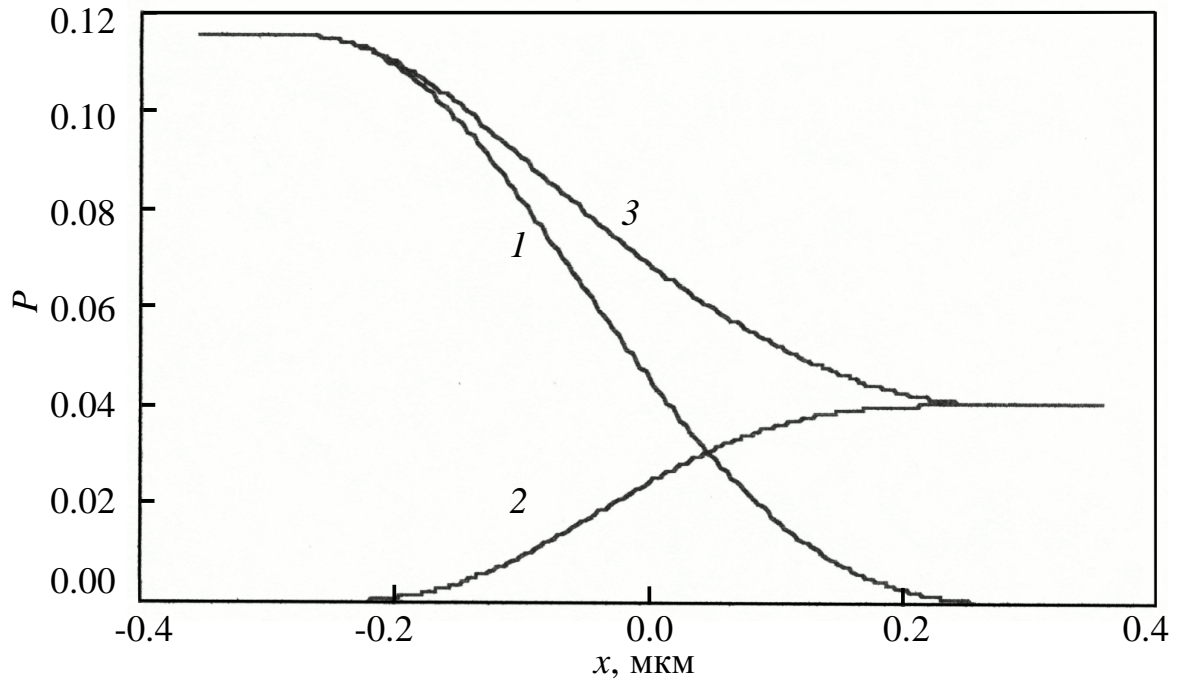


Рис. 2. Теоретические зависимости вероятности запуска носителями лавины.  $U - U_M = 0.3$  В,  $T = 196.3$  К, 1 - вероятность запуска лавины электроном  $P_n$ , 2 - вероятность запуска лавины дыркой  $P_p$ , 3 — вероятность запуска лавины электронно-дырочной парой  $P_{np}$ .

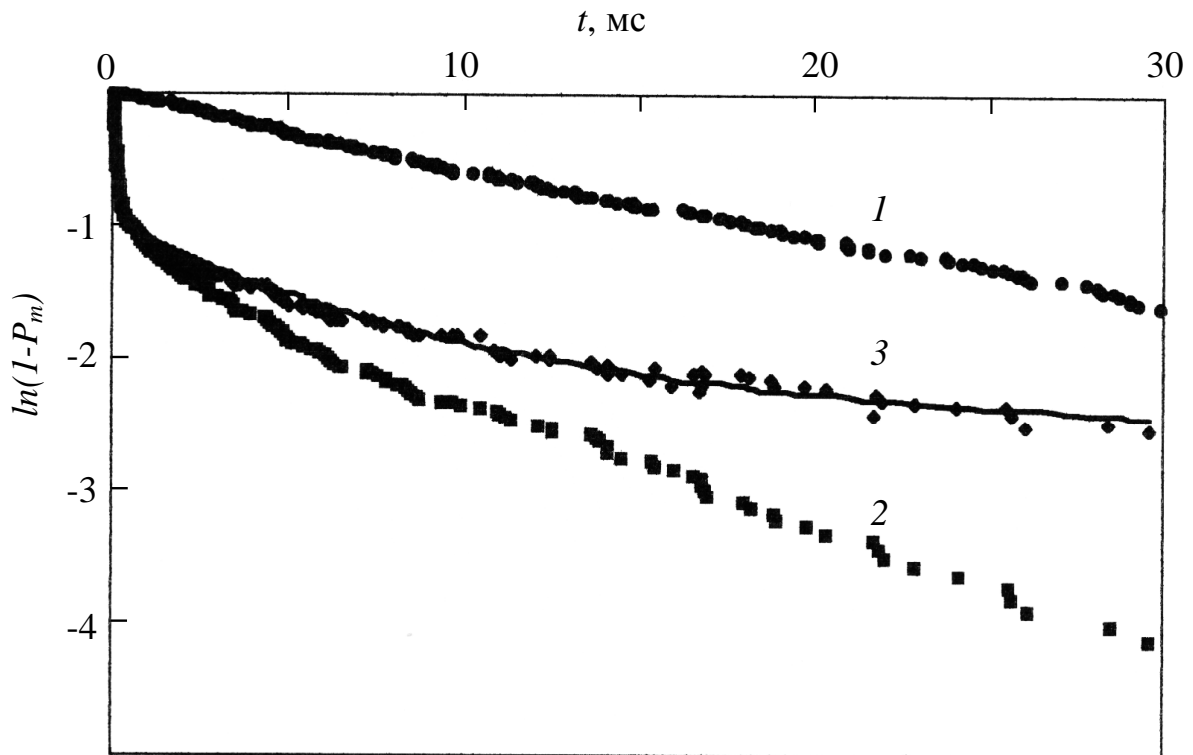


Рис. 3. Типичные функции распределения задержки пробоя микроплазмы по длительности.  $T = 108.4$  К,  $U - U_M = 0.4$  В,  $U_m = 1.0$  В, 1 – без заполнения ГЦ, 2 – при заполнении ГЦ, 3 – разностная кривая. Точки – экспериментальные данные, сплошная линия – аппроксимация (сумма двух экспонент вида (4)). Параметры аппроксимации:  $\tau_1 = 12$  мс,  $A_1 = 1.6$ ,  $\tau_2 = 0.14$  мс,  $A_2 = 0.97$ .

Как видно из рисунка, все кривые соответствуют соотношениям (1)–(4). Результирующая кривая 3 описывалась выражением (4), либо суммой двух экспонент вида (4) с постоянными времени, различающимися более чем на порядок величины. Это позволило без труда провести их раздельное определение обычными методами математической обработки.

На рис. 4 приведены зависимости  $\tau$  от  $T$  в виде кривых Аррениуса. Найдено четыре значения энергии глубоких уровней, которые указаны в таблице.

Таблица

Уровень	$E_i$ , эВ	$N_i$ , $\text{см}^{-3}$
E1	$0.018 \pm 0.003$	$2 \cdot 10^{15}$
E2	$0.42 \pm 0.01$	$1 \cdot 10^{15}$
E3	$0.30 \pm 0.01$	$5 \cdot 10^{14}$
E4	$0.25 \pm 0.01$	$2 \cdot 10^{14}$

Так как исследуемые  $p$ - $n$ -переходы были симметричными, определить, от какой зоны отсчитываются эти значения энергии, невозможно. Значения энергий E2–E4 можно приписать отдельным энергетическим уровням, энергия E1, возможно, связана с флуктуациями зонного потенциала в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода [8]. Вблизи краев ОПЗ они могут привести к образованию локальных областей, захватывающих основные носители заряда. Следует отметить, что уровень с энергией  $E_2 = 0.42$  эВ практически совпадает с обнаруженным по исследованиям прямых ВАХ уровнем  $E_t = 0.45$  эВ [6]. По видимому, он связан со структурными нарушениями, находящимися в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, и отвечает как за формирование прямого тока в области малых напряжений, так и за образование МП.

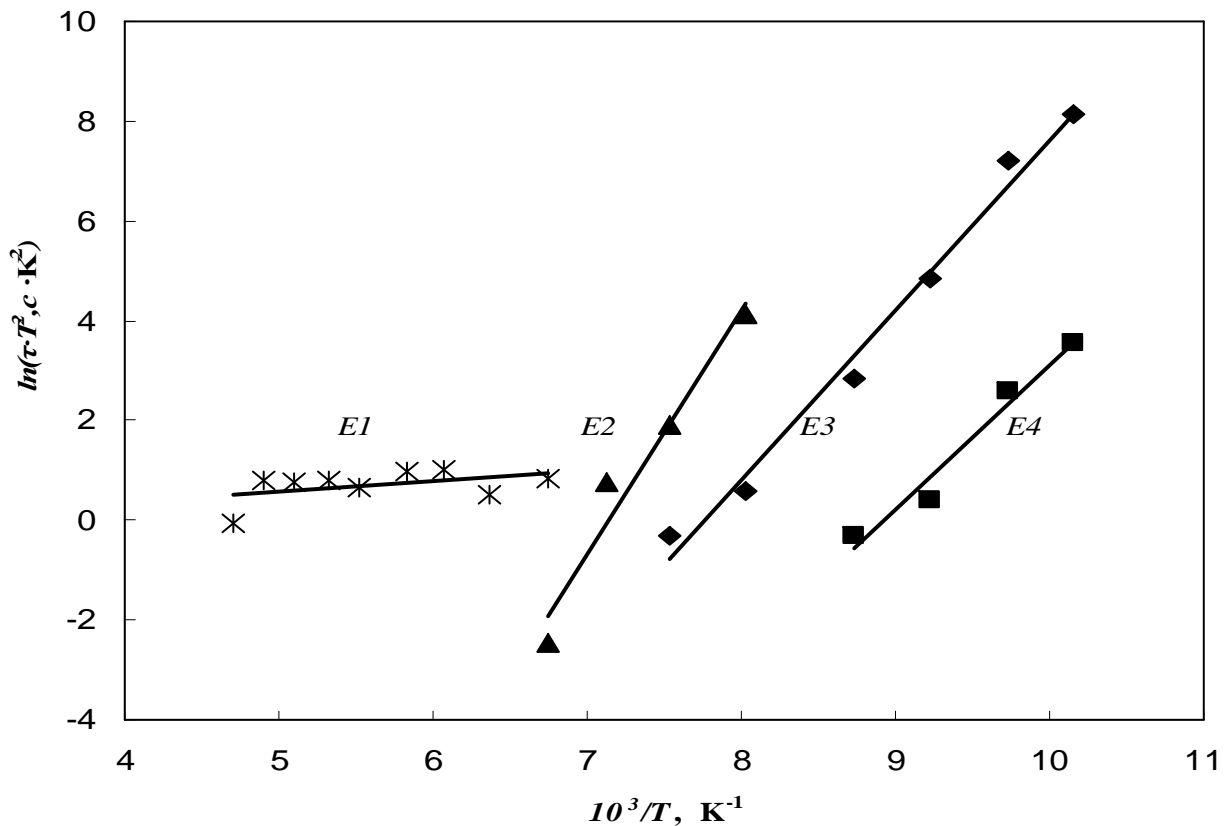


Рис. 4. Кривые Аррениуса для обнаруженных уровней.

По величине параметра  $A$ , рассчитываемого по формуле (5), определена концентрация ГЦ в канале МП (таблица). 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]. Последовательное сопротивление определялось из вольт-амперных характеристик МП во включенном состоянии. Заметим, что, учитывая погрешности в  $\alpha_n$  и  $\alpha_p$ , 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.

### Заключение

Изложенные результаты показывают, что на лавинный пробой кремниевых диодов сильное влияние оказывают ГЦ. Показано, что при изменении зарядового состояния ГЦ частичным снижением напряжения на  $p$ - $n$ -переходе, статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет определять энергетический спектр глубоких уровней, локализованных в канале МП. Результаты экспериментальных исследований в кремниевых лавинных диодах с эпитаксиальной структурой хорошо согласуются с теоретическими расчетами вероятности запуска носителями лавины. Рассмотренный метод может быть рекомендован для исследования ГЦ непосредственно в микроплазменных каналах при их низкой концентрации, когда другие методы неприменимы.

### Литература

1. И. В. Грехов, Ю. Н. Сережкин. Лавинный пробой  $p$ - $n$ -перехода в полупроводниках. (Л., Энергия, 1980).
2. M. W. Nield, J. H. Leck. J. Appl. Phys., **18**, 185 (1967).
3. K. I. Nuttall, M. W. Nield. Sol. St. Electron., **18**, 13 (1975).
4. G. Ferenczi. Sol. St. Electron., **17**, 903 (1974).
5. С. В. Булярский, Ю. П. Сережкин, В. К. Ионычев. ФТП, **33**, 1345 (1999).
6. С. В. Булярский, В. К. Ионычев, В. В. Кузьмин. ФТП, **37**, 117 (2003).
7. А.С. Кюрегян, Ю.Н. Сережкин. ФТП, **15**, 689 (1981).
8. С. В. Булярский, Н. С. Грушко. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. (М., Издательство Московского университета, 1995).