

# Измерения длин диффузии микрометрового диапазона техникой ядерной спектрометрии

© Н.Б. Строкан, А.М. Иванов<sup>†</sup>, А.А. Лебедев, М. Suvjärvi\*, R. Yakimova\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Университет Линчепинга,  
S-581 83 Линчепинг, Швеция

(Получена 20 апреля 2005 г. Принята к печати 4 мая 2005 г.)

Предлагается методика определения значений диффузионных длин в диапазоне 0.5–50 мкм и соответственно минимальных величин времени жизни носителей заряда порядка наносекунд. Используется диодная структура в режиме обратного смещения. В область базы диода инжектируется калиброванный по величине неравновесный заряд. Инжекция осуществляется  $\alpha$ -частицами естественного распада в режиме одиночного счета. Техникой ядерной спектрометрии измеряется величина заряда, продиффундировавшего в базе к границе области электрического поля. Проведен расчет возникающих в ходе диффузии потерь заряда в зависимости от длины проникновения трека частицы за область поля. Полученные функции имеют степенной характер и позволяют в свою очередь связать значения длины диффузии с величиной показателя степени и численного множителя, описывающего потери заряда. Эксперимент поставлен на слабо легированных эпитаксиальных пленках 4H-SiC.

## 1. Введение

Длина диффузионного смещения ( $L_D$ ) непосредственно связана с временем жизни носителей заряда ( $\tau$ ) известным соотношением  $L_D = (D\tau)^{1/2}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии. Поэтому при пояснении сути метода определения  $L_D$  будем также оперировать равноправным параметром  $\tau$ . Для измерения величин  $L_D$  и  $\tau$  существует целый ряд методик. Известны методы светового зонда и модуляции проводимости для материалов [1], а также инъекции–экстракции для приборов с  $p$ – $n$ -переходами [2]. Применительно к измерениям малых величин  $\tau$ , как правило, методики надежно работают до области субмикросекундных значений. Вместе с тем существует круг задач (см., например, [3]), где требуется определять гораздо меньшие величины. В частности, это относится к приборам и материалам, подвергнутым воздействию радиации. В работе описана методика, позволяющая измерять в структурах с барьерами Шоттки времена жизни вплоть до диапазона наносекунд.

## 2. Обоснование метода

По своей сути методика родственна методу инъекции–экстракции, предложенному в работе [4]. Как следует из названия метода, на первой стадии за счет включения диода в пропускном направлении в область его базы вносится заряд неравновесных носителей. Далее диод переключается в запирающее направление и анализируется стадия обратного тока, имеющая во времени характерную „полку“. Очевидно, что фронт переключающего импульса должен быть менее измеряемого  $\tau$ .

Последнее требует при измерении малых  $\tau$  высокочастотной аппаратуры. Если видоизменить условия так, чтобы диод находился при постоянном обратном смещении, то требование быстрого фронта будет предъявлено к импульсу инъекции.

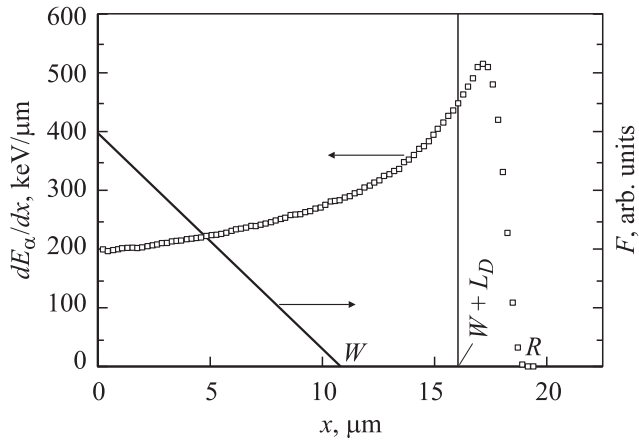
Вместе с тем имеется достаточно простая возможность производить инъекцию, „мгновенную“ во времени и при этом (что принципиально важно) строго калиброванного по величине заряда. Инжекция такого рода происходит при торможении в полупроводнике ядерных частиц.

Рассмотрим случай ионизации, производимой  $\alpha$ -частицами в структуре обратно смещенного барьера Шоттки, выполненного на материале  $n$ -типа проводимости. Распределение ионизационных потерь энергии  $\alpha$ -частицы  $dE_\alpha/dx$  (концентрации неравновесных носителей) и электрического поля  $F(x)$  приведено на рис. 1. Ионизация описывается кривой Брэгга и сверхлинейно возрастает к концу пробега ( $R$ ). Напротив, напряженность электрического поля  $F(x)$  линейно спадает от поверхности до нулевого значения при координате  $x = W$ . Поэтому лишь носители заряда, созданные в области  $[0-W]$ , переносятся к электродам за счет быстрого дрейфа. В остальной области  $[R-W]$ , включающей пик ионизации, дырки сравнительно медленно диффундируют к границе поля, претерпевая потери на рекомбинацию и локализацию на центрах захвата.

Пусть обозначения  $q_0$  и  $q$  относятся соответственно к величинам созданного частицей и зарегистрированного заряда. Очевидно, что потери  $\lambda = (q_0 - q)/q_0$  будут зависеть от двух параметров: длины проникновения трека за область поля ( $a = R - W$ ) и непосредственно длины диффузии дырок.

Предлагается определить математическую зависимость  $\lambda = f(L_D, a)$  и построить семейство расчетных значений функции. В ходе эксперимента предлагается

<sup>†</sup> E-mail: alexandrivanov@mail.ioffe.ru  
Fax: +7(812)2471017



**Рис. 1.** Удельные потери энергии  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha$  на ионизацию в карбиде кремния и ход напряженности электрического поля в базе диодной структуры при обратном смещении. Энергия  $\alpha$ -частиц 5.4 МэВ,  $R$  — величина пробега,  $W$  — граница области поля,  $L_D$  — длина диффузионного смещения.

варьировать значения  $a$  за счет изменения границы поля  $W$  напряжением смещения, а значения заряда  $q$  измерять техникой ядерной спектрометрии с использованием низкочастотной электроники.

Качественно ясно, что потери  $\lambda = f(L_D, a)$  будут некоторой возрастающей функцией  $a$  и будут падать с ростом  $L_D$ . Конечный вид функции с учетом распределения Брэгга можно получить численным путем.

### 3. Расчет регистрируемого заряда

Для нахождения вида функции  $\lambda = f(a)$  при параметре  $L_D$  используем результаты работы [5], где решение уравнения для диффузии дырок в базе диода привело к формуле для потерь заряда

$$\lambda(a) = \frac{\int_0^{R-W} g(x-W) \{1 - \exp[-(x-W)/L_D]\} dx}{\int_0^R g(x) dx} \quad (1)$$

Здесь функция  $g(x)$  описывает ход удельных потерь энергии  $\alpha$ -частицы на ионизацию. Согласно программе TRIM [6] для энергии применявшихся  $\alpha$ -частиц 5.4 МэВ кривая Брэгга имеет вид, приведенный на рис. 1.

1) При равновероятной по объему генерации  $g(x) = \text{const}$  и формула (1) приводит при  $W = 0$  к известному выражению для нормированного заряда:

$$q/q_0 = (L_D/R)[1 - \exp(-R/L_D)]. \quad (2)$$

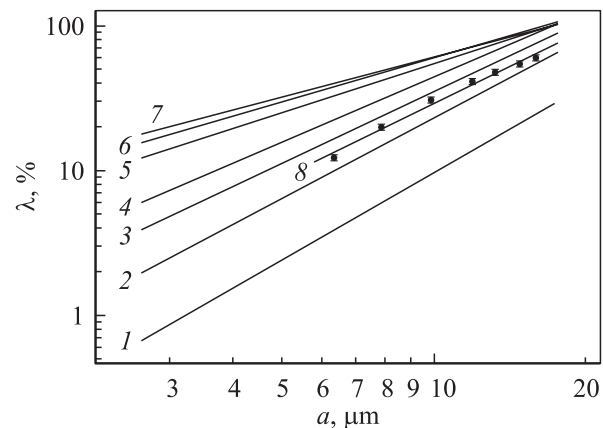
Здесь наглядны два предельных случая. При  $R \gg L_D$ , когда область генерации превосходит длину диффу-

зии, сигнал прямо пропорционален  $L_D$ :  $q/q_0 = L_D/R$ . В противоположном случае, при  $L_D \gg R$ , можно считать, что генерация заряда произошла при  $R/2$ , и  $q/q_0 \approx 1 - R/2L_D$ .

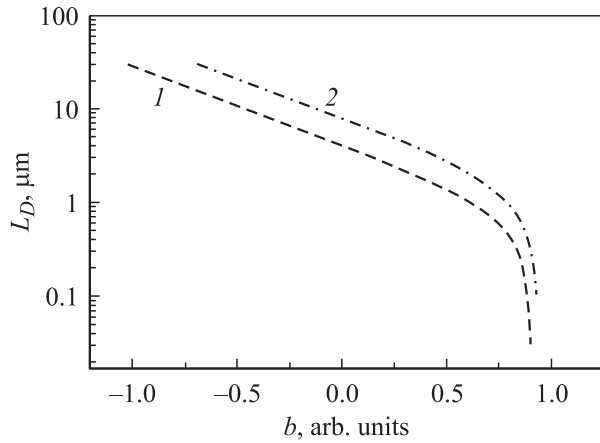
2) Для учета формы кривой Брэгга необходимо провести численный расчет интеграла (1) для набора значений  $L_D$ . Немаловажно, что при вычислении интеграла возможно учесть также и зависимость от координаты параметра  $L_D$ . Зависимость  $L_D = f(x)$  возникает, например, при облучении материалов ускоренными ионами. Для ионов характерен существенный рост числа первичных дефектов структуры к концу пробега. Радиационные дефекты активно участвуют в захвате носителей заряда и, следовательно,  $L_D$  становится функцией координаты.

В качестве примера проведем анализ условий работы [7], в которой пленки SiC облучались ускоренными до 710 МэВ ионами Вi. В ходе анализа было установлено, что в условиях эксперимента [7] на границах пленки возникало трехкратное различие в числе первичных дефектов ( $N_{\text{def}}$ ). При этом вид расчетной функции  $N_{\text{def}}(x)$  аппроксимируется кубической параболой. Если положить, что время жизни  $\tau$  полностью определяется вводимыми  $N_{\text{def}}$ , то для зависимости  $L_D(x)$  имеем  $L_D \propto [N_{\text{def}}(x)]^{-1/2}$ . При этом различие значений  $L_D$  на границах пленки составит  $\sqrt{3}$ . Представляется интересным определить чувствительность метода к рельефу  $L_D(x)$  на примере указанного практически реального случая.

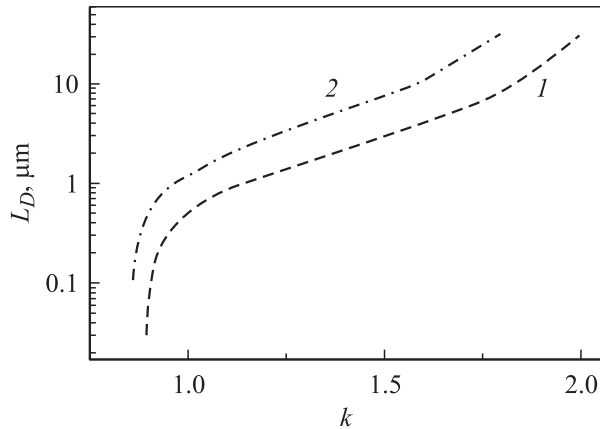
С учетом сказанного выше вычисление интеграла (1) было проведено в интервале значений параметра  $L_D = 0.1 - 30$  мкм для двух вариантов:  $L_D = \text{const}$  либо  $L_D \propto [N_{\text{def}}(x)]^{-1/2}$ , где  $N_{\text{def}}(x)$  имеет вид полинома 3-й степени. На рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе приведен набор функций  $\lambda = f(a)$  для первого случая,  $L_D = \text{const}$ . При наличии зависимости  $L_D(x)$  результаты расчета дают подобную картину. В обоих



**Рис. 2.** Зависимость потерь заряда от размера части трека  $\alpha$ -частицы, выступающей за область электрического поля. (1–7) — расчет при постоянной по глубине образца длине диффузии при  $L_D$ , мкм: 1 — 30.0, 2 — 10.0, 3 — 5.0, 4 — 3.0, 5 — 1.0, 6 — 0.5, 7 — 0.2. 8 — эксперимент для пленки 4H-SiC.



**Рис. 3.** Расчетная длина диффузионного смещения дырок как функция величины потерь заряда, отсекаемой на оси ординат рис. 2. 1 — величина  $L_D$  постоянна по глубине образца, 2 — величина  $L_D$  падает от поверхности по кубической параболе.



**Рис. 4.** Расчетная длина диффузионного смещения дырок как функция угла наклона зависимости рис. 2. 1 — величина  $L_D$  постоянна по глубине образца, 2 — величина  $L_D$  падает от поверхности по кубической параболе.

случаях наблюдается линейный характер соотношения

$$\lg \lambda = b + k \lg a, \quad (3)$$

что позволяет, определив параметры аппроксимации  $b$  и  $k$ , получить вспомогательные зависимости величины  $L_D$  от  $b$  и  $k$  (см. соответственно на рис. 3 и 4 кривые 1 и 2).

Рис. 3 и 4, во-первых, наглядно выявляют границы применимости метода. Так, нижние значения измеряемых  $L_D$  при использованных величинах пробега  $R \approx 20$  мкм составляют до  $L_D \approx 0.5$  мкм. Это соответствует для дырок ( $D = 3 \text{ см}^2/\text{с}$ ) значениям времени  $\tau$  менее наносекунд.

Во-вторых, прослеживается заметное различие в величинах  $b$  и  $k$  в случае постоянства  $L_D$  в объеме образца и уменьшения  $L_D$  по толщине пленки. В приведенном примере вид  $L_D(x)$  был предсказуем. Поэтому на опыте

возможно корректно определить значение  $L_D$  на поверхности образца, а далее вычислить величины  $L_D(x)$  по толщине пленки.

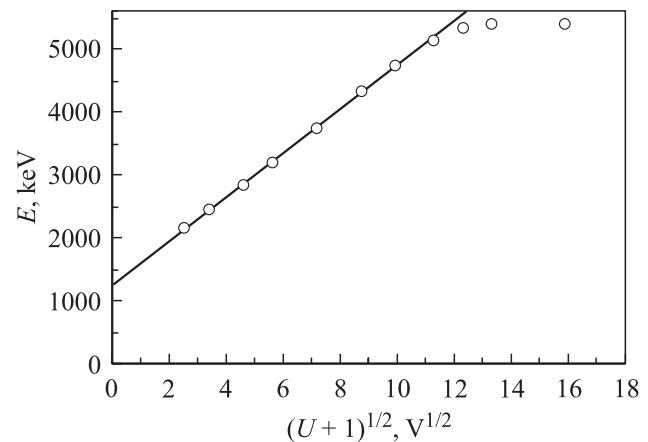
## 4. Эксперимент

Исследовались пленки  $4H\text{-SiC}$ , полученные методом химического газофазного осаждения (CVD). Толщина пленок составляла 35 мкм при уровне легирования  $N_d - N_a = (4-8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Эти значения позволяют отнести пленки SiC к разряду „чистых“. Другим не менее важным показателем совершенства пленок является величина  $L_D(\tau)$  неосновных носителей заряда (дырок).

В соответствии со сказанным во введении на базе пленок создавались барьеры Шоттки с контактными слоями, полученными термовакуумным напылением Al и Sn. Для инжекции неравновесного заряда использовались  $\alpha$ -частицы в режиме одиночного счета со скоростью  $\sim 200 \text{ с}^{-1}$ . Заряд от упавшей на образец частицы регистрировался стандартной для спектроскопии аппаратурой при времени формирования сигнала 1–3 мкс. Установка в целом включала функциональные блоки фирмы ORTEC: зарядочувствительный предусилитель 142, усилитель с формированием полосы пропускания RC-цепочками 571 и прецизионный генератор 419.

Анализ амплитудного спектра проводился с помощью сочлененной с компьютером платы, обеспечивающей общее число каналов 4000 (разработка „RI-161/01“ Санкт-Петербургского института ядерной физики РАН). Для калибровки цены канала использовались линии  $\alpha$ -распада  $^{226}\text{Ra}$  и прецизионный кремниевый детектор (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН) [8].

В эксперименте регистрировалась величина сигнала  $E$  от  $\alpha$ -частиц с энергией  $E_\alpha = 5.4 \text{ МэВ}$  в зависимости от напряжения обратного смещения структуры  $U$  (см. рис. 5). Для контактной разности потенциалов принималась величина 1 В. Дополнительно измерялась



**Рис. 5.** Зависимость сигнала от приложенного к образцу обратного напряжения. Энергия  $\alpha$ -частиц 5.4 МэВ, контактная разность потенциалов принята равной 1 В. Линейная аппроксимация начального участка позволяет оценить величину  $L_D$ .

вольт-фарадная характеристика и определялись размерами области поля  $W$ . Для концентрации нескомпенсированных доноров в пленке SiC получено значение  $N_d - N_a = 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Величина дефицита сигнала  $(E_\alpha - E)$ , обусловленная потерями заряда  $(q_0 - q)$ , нормировалась на энергию  $E_\alpha$ . Полученные значения  $\lambda = (E_\alpha - E)/E_\alpha = (q_0 - q)/q_0$  строились для сопоставления с данными расчета в зависимости от  $a = R - W$  также в двойном логарифмическом масштабе (см. рис. 2).

Данные опыта попадают в интервал расчетных значений  $L_D = 5.0 - 10.0 \text{ мкм}$ . Более детальная, чем наложение на сетку рис. 2, обработка данных проводилась по зависимостям  $L_D(b)$  и  $L_D(k)$ . Согласно расчетным кривым рис. 3 и 4, определенные из данных эксперимента величины  $b$  и  $k$  соответствуют длинам диффузии  $L_D = 6.22$  и  $6.08 \text{ мкм}$ . Таким образом, средняя величина  $L_D$  определена как  $6.15 \text{ мкм}$ , что приводит к значению времени жизни дырок  $\tau = 126 \text{ нс}$  при величине  $D = 3.0 \text{ см}^2/\text{с}$ .

## 5. Обсуждение результатов

Отметим вначале некоторые особенности методики.

1) Центры захвата носителей имеют различную природу. Они могут проявляться не только в рекомбинации, но и в прилипании носителей заряда. Предлагаемый метод не разделяет указанные случаи, если выброс дырки с уровня прилипания происходит за время, большее времени формирования сигнала в спектрометрическом тракте. Для метода важно, что дырки не могут участвовать в диффузии к границе области электрического поля структуры.

2) Возникает вопрос относительно заполнения уровней захвата в условиях измерений. Здесь следует иметь в виду, что диаметр трека  $\alpha$ -частицы составляет  $10 \text{ мкм}$  и площадь трека занимает малую долю поверхности образца. При использованных в измерениях площадях образцов и скоростях счета повторное попадание частицы в конкретную точку становится реальным после  $\sim 60 \text{ с}$ . Поэтому заполнение (и не участие в дальнейшем захвате) может происходить только для уровней с временами выброса захваченной дырки более минуты. Принимая сечение захвата дырки равным  $10^{-15} \text{ см}^2$ , получаем для глубины залегания такого уровня величину  $0.75 \text{ эВ}$ .

3) Отметим, что для оценки величины  $L_D$  можно использовать непосредственно данные рис. 5 в следующей упрощенной трактовке. Сигнал, вырабатываемый структурой, состоит из двух слагаемых, связанных с переносом носителей в ходе дрейфа и диффузии в областях  $W$  и  $L_D$  соответственно. Следовательно, величину регистрируемой энергии можно записать как сумму:

$$E = (dE_\alpha/dx)_W W + (dE_\alpha/dx)_{L_D} L_D. \quad (4)$$

Здесь индексы  $W$  и  $L_D$  означают, что надо брать среднее значение ионизационных потерь  $dE_\alpha/dx$  соответственно

по областям  $W$  и  $L_D$ . Действительно, благодаря связи  $W \propto U^{1/2}$  на рис. 5 наблюдается протяженный линейный участок, предшествующий насыщению зависимости. Отсекаемое при  $U \rightarrow 0$  значение энергии относится, согласно (4), к диффузионному переносу заряда. Если линейно растущую часть полностью связать с возрастанием величины  $W \propto (N_d - N_a)^{-1/2}$ , то можно оценить концентрацию нескомпенсированных примесей помимо измерений емкости.

По данным рис. 5 были получены значения  $L_D = 6.32 \text{ мкм}$  и  $N_d - N_a = 3.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Существенное занижение концентрации по сравнению с данными из емкостных измерений  $N_d - N_a = 6.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  объясняется тем, что линейная аппроксимация данных рис. 5 связывает весь прирост сигнала с возрастанием  $W$ . На самом деле немалый дополнительный вклад вносит, согласно кривой  $dE_\alpha/dx$  рис. 1, нарастание с координатой ионизации, которое при указанной математической обработке игнорируется.

Значения  $L_D$  в нашем случае оказались близкими к полученным из измерений и вычислений интеграла (1). Однако следует ожидать расхождений при больших  $L_D$ , когда нелинейность (кривая Брэгга) скажется и на диффузионной компоненте сигнала. Кроме того, экстраполяция сигнала к  $(U, W) \rightarrow 0$  делает проблематичным учет возможной зависимости  $L_D$  от координаты.

## 6. Заключение

Остановимся на важных, на наш взгляд, практических моментах.

Существенно, что изложенная выше методика не требует от диодной структуры высококачественной обратной ветви. Измеряется среднее значение амплитудного спектра, что допускает значительные шумы обратного тока. Это позволяет ограничиться барьером Шоттки, когда материал подвергается незначительной термообработке. Для родственного метода инъекции-экстракции барьеры Шоттки непригодны из-за неопределенности значения коэффициента инъекции, и приходится использовать более сложные технологические операции.

Возможно, кроме того, использовать частицы различной энергии, когда вариация величины потерь заряда будет связана с различной длиной пробега частиц. В этом варианте достаточно прикладывать к структуре одно (в том числе низкое) значение напряжения смещения.

Идеологически изложенная методика близка к методу инъекции-экстракции, поскольку оперирует с зарядом, протекающим в ходе рассасывания первоначально внесенного пакета носителей. Однако в предлагаемом методе в ходе своего рода „обратной фазы“ важна лишь величина заряда, а форма импульса во времени значения не имеет. Последнее обстоятельство позволяет использовать низкочастотный тракт усиления и определять времена жизни менее наносекунд. Следует ожидать, что для  $\alpha$ -частиц меньших энергий появится возможность продвинуться в субнаносекундный диапазон.

Авторы выражают благодарность Е.В. Калининой за изготовление образцов детектирующих структур.

Работа частично поддержана грантом президента РФ № НШ-2223.2003.02, а также со стороны исследований по программам коллаборации RD-50 (CERN) и Академии наук Швеции KVA.

## Список литературы

- [1] А.И. Курносов. *Материалы для полупроводниковых приборов и интегральных микросхем* (М., Высш. шк., 1980) с. 327.
- [2] Ю.Р. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., Наука, 1968) с. 263.
- [3] В.В. Тигатов, П.А. Гнатюк. *ФТП*, **39**, 378 (2005).
- [4] В. Lax, S. Neustadter. *J. Appl. Phys.*, **25** (9), 1148 (1954).
- [5] И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан. *ФТП*, **30**, 302 (1996).
- [6] *Ion implantation. Science and Technology*, ed. by J.F. Ziegler (Academic Press. Inc., 1984).
- [7] Е.В. Калинина, Г.Ф. Холуянов, Г.А. Онушкин, Д.В. Давыдов, А.М. Стрельчук, А.О. Константинов, А. Hallen, А.Ю. Никифоров, В.А. Скуратов, К. Navaneesak. *ФТП*, **38**, 1223 (2004).
- [8] В.К. Еремин, Е.М. Вербицкая, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов, А.М. Маляренко. *ЖТФ*, **56**, 1987 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

## Measurements of diffusion lengths of a micron range by technics of nuclear spectrometry

*N.B. Strokan, A.M. Ivanov, A.A. Lebedev, M. Syväjärvi\*, R. Yakimova\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* Linköping University,  
S-581 83 Linköping, Sweden

**Abstract** The method of definition of diffusion lengths values in range  $0.5-50\ \mu\text{m}$  is suggested. Accordingly, the minimal value of charge carriers lifetime is about of ns. The diode structure in a mode of reverse displacement is used. In base region the nonequilibrium charge calibrated by the size is injected. The injection is carried out by  $\alpha$ -particles of natural decay in a mode of the single-particle account. The nuclear spectrometry techniques measures value of a nonequilibrium charge that diffused in base to an electric field region.

Some charge losses are arising during the charge diffusion. Calculations of losses were carried out as a function of the penetration length of  $\alpha$ -particle track across a field region. The received functions have a power-character and allow to connect, values of the diffusion length with the size of the exponent and numerical factor, a charge describing loss. The experiment is made on weakly-doped  $4H$ -SiC epitaxy films.