

К ВОПРОСУ О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ В ТРЕКАХ α -ЧАСТИЦ ПРИ ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОМ ПЕРЕНОСЕ В Si

© И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Получена 28 апреля 1995 г. Принята к печати 11 мая 1995 г.)

Рассматривается перенос неравновесного заряда в $p^+ - n$ -структуре при импульсной ионизации, производимой одиночными α -частицами. Проведен расчет диффузионного расползания трека для случая проникновения частицы в нейтральную базу и получена зависимость протекшего через $p^+ - n$ -переход заряда от протяженности трека в базе. Предложен способ обработки данных для определения эффективного времени жизни носителей, проявляющегося в ходе растекания трека. Методика апробирована для $p^+ - n$ -структур, полученных по планарной технологии либо техникой поверхностного барьера. Значения времени жизни сопоставлены с величинами, проявляющимися при дрейфовом переносе носителей в области поля $p^+ - n$ -перехода.

Перенос пакетов неравновесных носителей при импульсной ионизации в полупроводниках исследования в многочисленных работах в связи с проблемой детектирования ядерных излучений. Вспомним, что детекторы конструируются, как правило, на основе $p^+ - n$ -структур. При этом рабочей зоной детектора является область электрического поля, смещаемого в запирающем направлении $p^+ - n$ -перехода. Соответственно, при анализе переноса основное внимание уделялось диффузионно-дрейфовому транспорту в электрическом поле. В существенно меньшей степени рассматривался перенос при диффузионном растекании, когда пакет носителей оказывается в нейтральной базе $p^+ - n$ -структуры (см. рис. 1,а).

Вместе с тем еще в ранних работах [1,2] было показано, что в этих условиях можно достаточно просто определять значения времени жизни неравновесных носителей, проявляющиеся в треке ядерной частицы. Вопрос представляет несомненный интерес для плотных треков короткопробежных ионов (α -частиц, осколков деления), где уровень инжекции оказывается изначально весьма высоким и понижается по мере расплывания пакета во времени.

В работе в развитие результатов [2] решена задача о переносе в базе обратно смещенного $p^+ - n$ -перехода пакета носителей, образованного

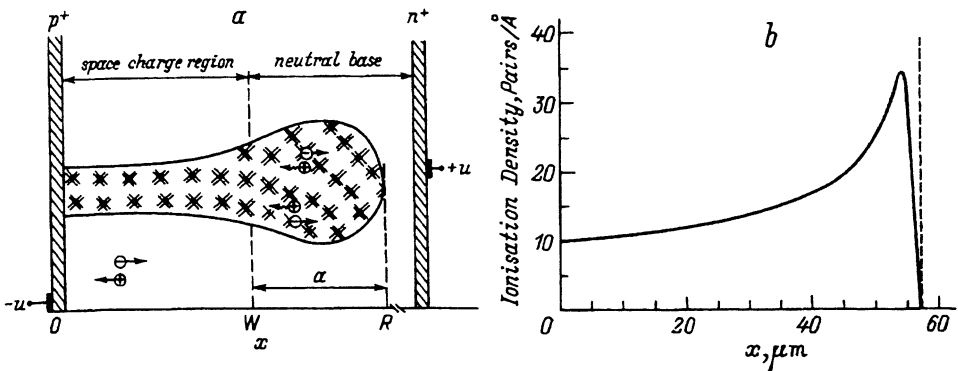


Рис. 1. а — геометрия расположения трека α -частицы в детекторе при протяженности области поля менее пробега частицы. б — результат численного моделирования хода ионизации α -частицы с энергией 8.78 МэВ при торможении в Si.

при торможении α -частицы. Получена величина перенесенного через плоскость $p^+ - n$ -перехода заряда в функции доли трека a , оказавшейся в базе (см. рис. 1). Учтено характерное распределение носителей по глубине трека (кривая Брегга) и предложен метод обработки данных для определения эффективного значения времени жизни — τ . Найдены значения τ для типичных $p^+ - n$ -структур: диффузионного фотодиода, поверхностно-барьерного и планарного детекторов.

Расчет заряда для случая диффузии

Рассмотрим $p^+ - n$ -переход с «тонкой» p^+ -областью, через которую происходит облучение α -частицами. Интенсивность потока невелика и регистрируемый импульс неравновесного заряда соответствует попаданию одной частицы. Пусть приложенное к структуре напряжение таково, что ширина области электрического поля W оказывается менее пробега α -частицы R (рис. 1,а).

Ионизация α -частицей протекает практически «мгновенно» во времени с характерным для легких ионов возрастанием генерации пар электрон-дырка к концу пробега (рис. 1,б). Электроны и дырки, созданные в области поля, вовлекаются в дрейф к соответствующим электродам.¹ Для заряда, возникшего в базе, дырки путем предварительной диффузии стекают в область поля через плоскость W , в которой их концентрация вследствие обратного напряжения на структуре поддерживается равной $p(W, t) = 0$. Нашей задачей является вычисление заряда дырок Q , переносимого через плоскость W , в зависимости от протяженности трека в области базы a .

Приведенная выше модель сводится к одной из типичных задач математической физики. Получим вначале решение для случая, когда вся длина трека приходится на область базы согласно рис. 1,б.

¹ Дрейфу носителей предшествует состояние трека как плазмы с экранировкой поля. О времени стадии плазмы см. далее.

Выражение для линейной плотности дырок в интервале $[0, \infty]$ имеет вид (см. например, [3]).

$$p(x, t) = \frac{P_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \int_0^{\infty} f(\xi) \left[e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4Dt}} - e^{-\frac{(x+\xi)^2}{4Dt}} \right] d\xi, \quad (1)$$

где функция $f(\xi)$ отражает плотность ионизации по оси x , P_0 — общее число созданных α -частицей электронно-дырочных пар, соответственно, $Q_0 = eP_0$, где e — заряд электрона; D — коэффициент диффузии.

Для нахождения Q следует определить ток дырок через сечение W (в нашем случае при $x = 0$) и проинтегрировать его по времени:

$$Q/Q_0 = D \cdot \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0} \right) dt. \quad (2)$$

Используя (1), имеем

$$Q/Q_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi D}} \int_0^R f(\xi) \xi d\xi \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{t}{\tau} - \frac{\xi^2}{4Dt} \right] \frac{dt}{t^{3/2}} = \int_0^R f(\xi) e^{-\xi/L} d\xi. \quad (3)$$

Как следует из (3), для равномерной генерации при $f(\xi) = \text{const}$ функция $Q(a)$ имеет простой вид ($L = (D\tau)^{1/2}$ — диффузионная длина):

$$Q/Q_0 + \frac{L}{R} \left[1 - \exp \left(-\frac{R}{L} \right) \right]. \quad (4)$$

В случае α -частиц функция $f(\xi)$ точного аналитического выражения не имеет. Наиболее корректный вид $f(\xi)$ дает численное моделирование торможения α -частицы. На рис. 1, б приведен результат моделирования для α -частиц с энергией 8.78 МэВ и пробегом в кремнии $R = 56$ мкм.

Допустим далее, что для доли заряда, быстро дрейфующей в области поля, потери на рекомбинации незначительны. Тогда для интересующей нас величины относительных потерь заряда при попадании в базу лишь части трека (см. рис. 1, а) получаем

$$\lambda(R - W) = \frac{Q_0 - Q}{Q_0} = \frac{\int_0^R f(x - W) [1 - \exp(-\frac{x-W}{L})] dx}{\int_0^R f(x) dx}. \quad (5)$$

Вычисленные путем графического интегрирования значения $\lambda(a)$ при параметре L представлены на рис. 2. Ход функции близок к параболическому закону, что отмечалось в работе [2].

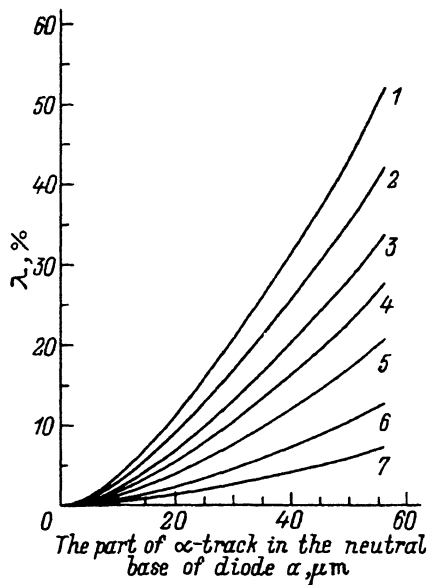


Рис. 2. Потери заряда путем рекомбинации дырок в базе $p^{-1}-n$ -диода в функции протяженности трека в базе. Расчет для различных значений диффузионной длины, мкм: 1 — 44.7, 2 — 57.1, 3 — 77.4, 4 — 100.0, 5 — 141.4, 6 — 245.0, 7 — 447.0.

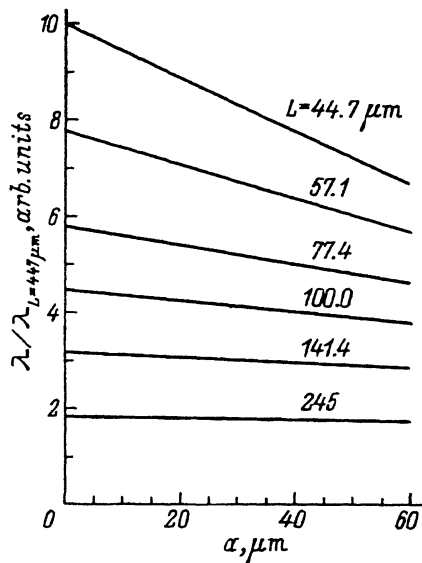


Рис. 3. Нормировка расчетных потерь заряда на значения при $L = 447$ мкм ($\tau = 100$ мкс). Цифры у кривых соответствуют различным L , мкм.

Для определения величин L на практике представляется удобной калибровка измеряемых на опыте потерь λ на их расчетную величину для конкретного значения при большом τ , скажем, $\tau = 100$ мкс ($L = 447$ мкм). Результат такого построения для данных рис. 2 приведен на рис. 3. Видно, что пронормированные потери оказываются линейными функциями от величины a , и при $a = 0$ получаем отношение измеряемого L к калибровочному значению $L = 447$ мкм. Последнее является следствием малости λ в области $a \approx 0$ и одновременно более слабым проявлением неоднородности генерации. Тогда можно обратиться к формуле (4), которая при малых a сводится к соотношению $\lambda = a/2L$, следовательно, $\lambda_1/\lambda_2 = L_2/L_1$.

Эксперимент

Измерения заряда, собираемого путем диффузии дырок проводились на образцах различной конструкции. Были использованы промышленные фотодиоды типа ФД-24К, детекторы частиц поверхностно-барьерной и современной планарной технологии.

Генерация заряда производилась α -частицами с энергией 8.78 МэВ. Для определения заряда применялась стандартная для спектрометрии аппаратура: зарядово-чувствительный предусилитель, усилитель с формируемой RC -фильтрами полосой пропускания, амплитудный анализатор и генератор калибровочных импульсов заряда. При временах диффузии, сопоставимых с временем RC -формирования (большие величины a), учитывалась возникающая к амплитуде сигнала поправка

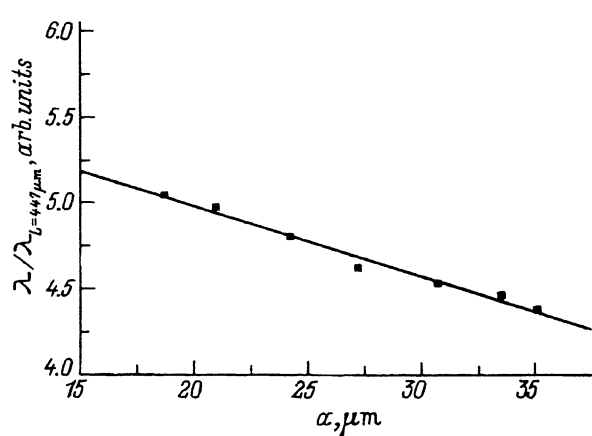


Рис. 4. Данные эксперимента для кремниевого фотодиода ФД-24К при нормировке потерь заряда согласно рис. 3.

[4]. Величины a находились как $a = R - W$, где $R = 56$ мкм, а значения W определялись из емкостных измерений.

Данные по потерям λ обрабатывались путем предложенной выше калибровки на значения для случая $L = 447$ мкм. Наиболее четкая картина получилась для образца ФД-24К (см. рис. 4). На наш взгляд, это связано с возможностью использовать в измерениях большие значения a (низкое удельное сопротивление) и тем самым повысить точность его определения.

Отличающееся от расчетного хода поведение $\lambda(a)$ наблюдалось для планарного детектора № 15, который был предварительно облучен дозой $\approx 10\alpha/\text{см}^2$ α -частиц с пробегом ≈ 25 мкм. Поскольку α -частица образует дефекты в конце пробега, такое облучение создало при координате ≈ 25 мкм слой кремния с пониженным значением τ . Характерно, что наличие слоя не проявлялось на ходе $Q(a)$ пока он находился в области поля. Однако уменьшение $W < 25$ мкм вывело зону дефектов из области поля. Теперь дырки в ходе диффузии вынуждены проходить через зону пониженного τ , что отражается на величине потерь λ (рис. 5). Наблюдаемый эффект доказывает справедливость пренебрежения вкладом потерь заряда, возникающего в области поля, при вычислении λ по формуле (5).

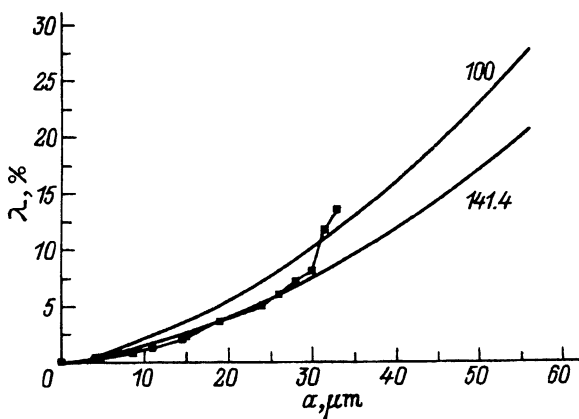


Рис. 5. Эксперимент для планарного детектора № 15 в координатах согласно рис. 2. Предварительно облучением на глубине 25 мкм создан слой с пониженным значением времени жизни. Видно, что начиная с $a = 30$ мкм ($\approx 56 - 25$ мкм) потери заряда существенно возрастают. Цифры у кривых соответствуют значениям L , мкм.

Значения времени жизни носителей при генерации α -частицей в области базы p^+ - n -структуры (τ_{diff}), в области поля (τ_{pl}), а также определяемые методом инъекции-экстракции при различных уровнях инъекции ($\delta p/n_0$)

Образец	τ_{diff} , мкс	τ_{pl} , мкс	$\tau_{\text{inject-extract.}}$, МКС			
			$\delta p/n_0$			
			1	10	100	300
Фотодиод ФД-24К	3.0	—	68	38	—	—
Поверхностно-барьерный детектор	10.0	4.2	—	—	320	106
Планарный детектор № 18	9.1	8.5	—	108	68	42
Планарный детектор № 15	12.8	1.6*	—	9.0	6.3	—

Примечание. Проявляется образованный при координате = 25 мкм слой кремния с низким τ .

Далее, напряжение на детекторе устанавливалось таким, чтобы $W > R$ и детально определялись упомянутые выше потери заряда в поле. Они возникают за счет рекомбинации электронно-дырочных пар на стадии плазменного состояния трека, когда благодаря высокой начальной плотности носителей поле экранируется. В итоге для разделения носителей и вовлечения в дрейф требуется некоторое время t_{pl} . Для t_{pl} в работе [5] получено выражение $t_{pl} = K/E_c$, где $K = 1.86 \cdot 10^{-5}$ В·с/см; $E_c = E(x = 0.66R)$. Соответственно потери записываются как

$$\lambda_{pl} = K/E_c \cdot \tau_{pl}$$

и значения времени жизни t_{pl} находятся по зависимости $\lambda(1/E_c)$. Методика измерений детально описана в работе [6] и отличается от использованного выше варианта введением в схему для прецизионной калибровки заряда опорного детектора с постоянным независимым смещением. Последнее повышает точность определения потерь до $\lambda \geq 10^{-4}$.

Полученные значения τ_{pl} сопоставлены с временами жизни, проявляющимися при диффузионном растекании пакета в фазе (см. таблицу). При получении величины τ_{diff} из определяемой на опыте $L = (L \times \tau_{\text{diff}})^{1/2}$ учитывался амбиполярный характер диффузии ($D = 20 \text{ см}^2/\text{с}$).

Из таблицы видно, что значения времени жизни близки, но всегда $\tau_{\text{diff}} > \tau_{pl}$. Этот факт, на наш взгляд, связан с различием уровня инъекции. Так, в области поля трек существует малое время t_{pl} и растекается в меньшей степени, чем при сравнительно длительной диффузии в базе. Действительно, проведя измерения τ методом инъекции-экстракции [7], мы наблюдали падение τ с уровнем инъекции на всех образцах (см. таблицу). Последнее является качественным подтверждением, что отличия τ_{diff} и τ_{pl} можно связать с различием в плотности носителей.

Заклучение

Рассмотрен случай регистрации α -частиц p^+ - n -структурами в условиях, когда перенос неравновесного заряда замедлен за счет диффузионного сбирания в базе p^+ - n -диода. Корректно учтен профиль генерации носителей по длине трека.

Показано, как по величине протекшего заряда в функции размещенной в базе длины трека можно определить время жизни дырок. Поскольку измеряется заряд, метод позволяет определять малые времена например, доли мкс, используя низкочастотный тракт усиления.

Метод апробирован на типичных p^+ - n -структурах: конструкция промышленного диффузионного фотодиода; детекторы, полученные по поверхностно-барьерной и планарной технологиям.

Метод будет полезен для оценки качества бинарных соединений (CdTe, HgI₂, GaAs и ряда других), разрабатываемых для целей регистрации и спектрометрии ядерных излучений при комнатных температурах [8].

Факс: (812) 247-1017

E-mail: @tom.ioffe.rssi.ru

Список литературы

- [1] L. Koch, J. Messier. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-8, N 1, 83 (1961).
- [2] Н.Б. Строкан. ПТЭ, № 1, 91 (1964).
- [3] А.В. Лыков. Теория теплопроводности (М., Высш. шк., 1967) с. 599.
- [4] В.К. Еремин, И.Н. Ильяшенко, Н.Б. Строкан. Письма ЖТФ, 20, 29 (1994).
- [5] A. Quaranta, A. Taroni, G. Zanarini. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-15, N 3, 373 (1968).
- [6] E. Verbitskaya, V. Eremin, N. Strokan, J. Kemmer, B. Schmidt, J. von Borani. Nucl. Instr. Meth. B, 84, N 1, 51 (1994).
- [7] B. Lax, S.T. Neustadter. J. Appl. Phys., 25, 1148 (1954).
- [8] Abstracts 7th Int. Workshop on Room Temperature Semicond. x - and γ -Ray Detectors. EMRS (Sept., 1991, Italy) p. 76.

Редактор В.В. Чалдышев

Effective carrier lifetime in track of α -particle for diffusion-drift transport in Si

I. Pyashenko, N. Strokan

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petesburg, Russia

Transport of nonequilibrium charge in p - n -junction instantly ionized by α -particles has been studied. The value of the charge, transported through p - n -junction, was calculated as a function of the part of α -track in the neutral base of diode. The method of data treatment to define effective carrier lifetime is described. The method was applied for study of planar and surface-barrier detectors. The measured lifetimes in space charge region and in neutral base have been compared.