

06;12

Определение однородности времени жизни носителей тока в материале по форме амплитудного спектра детектора ионов

© Н.Б. Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 22 октября 1997 г.

Рассмотрен перенос заряда в нейтральной базе $p^+ - n$ структуры (за счет диффузии его к границе $p - n$ -перехода) в условиях генерации неравновесных носителей одиночными α -частицами. Полагается, что по площади структуры существует неоднородность времени жизни носителей (τ), описываемая распределением Гаусса. Для указанных условий рассчитана форма спектра значений переносимого заряда и найдена ее связь с мерой неоднородности τ .

Поскольку треки α -частиц при диффузионном растекании охватывают весьма малый объем, регистрация их эквивалентна локальному зондированию материала в отношении τ . Предлагается использовать полученную расчетную функцию как калибровочную для определения разброса значений τ в материалах. Методика опробована на Si для структуры с поверхностным барьером при регистрации α -частиц с энергией 8.78 MeV.

Как известно, в полупроводниковых детекторах используется "ионизационный" принцип регистрации жестких излучений. Аналогично газонаполненной ионизационной камере, рабочей зоной детектора является область электрического поля, в которой неравновесные пары электрон-дырка разделяются и дрейфуют к электродам эквивалентного конфигурации детектора конденсатора. На практике это реализуется в структуре $p^+ - n$ -перехода, смещенного в обратном направлении.

В настоящем сообщении будет показано, что, используя несвойственный для детектора перенос носителей путем диффузии, можно определить неоднородность по площади $p^+ - n$ -структуры такого параметра как время жизни носителей тока. Определение проводится по ширине спектра амплитуд сигналов, получаемого на стандартной для спектрометрии аппаратуре.

Ранее было установлено [1,2], что ширина амплитудного спектра (на уровне 0.5 от максимума) δ весьма чувствительна к захвату неравновесного заряда. При этом δ является линейной функцией от величины потерь заряда, возникших на стадии формирования сигнала. Что касается коэффициента пропорциональности этой зависимости, то он определяется неоднородностью переноса носителей в структуре детектора.

В работе [1] это было показано для случая локализации носителей. Подразумевается удержание носителя каким-либо центром захвата на время, большее формирования сигнала электроникой (обычно порядка μs). В итоге носитель при дрейфе проходит лишь часть промежутка эквивалентного конденсатора, что и приводит к дефициту амплитуды. В [2] рассматривалась другая форма захвата — рекомбинация созданных носителей непосредственно в плотном треке иона за сравнительно короткую стадию экранирования поля, осуществляющего дрейф. В этом случае пара электрон-дырка выбывает из формирования амплитуды сигнала полностью.

Нашей задачей является установление зависимости формы спектральной линии и ее ширины от потерь заряда при переносе путем диффузии, когда главным каналом потерь служит рекомбинация неосновных носителей. Результаты представляются нам полезными в качестве методики анализа неоднородности материала. Поэтому рассматривается стандартное для практики детекторов облучение монохроматическими α -частицами с энергией 8.78 MeV (пробег в Si $56.5 \mu\text{m}$, в GaAs — $39 \mu\text{m}$). Интенсивность облучения невысока, так что происходит регистрация одиночных частиц.

1. Построение спектра амплитуд перенесенного заряда q проводится в следующем порядке. Образуется dN/dq , где dN — число случаев (импульсов), приходящихся на интервал амплитуд dq . Полагается, что природа спектра (разброса величин заряда q) обусловлена флуктуациями времени жизни неравновесных носителей τ . Действительно, треки α -частиц представляют собой плотные сгустки электронно-дырочных пар диаметром всего порядка десятка μm . Поэтому при регистрации каждой частицы выявляются условия переноса в микроскопическом объеме. В результате же хаотического падения частиц на детектор и проявляется статистика по площади образца времени τ как параметра, наиболее чувствительного к структурным несовершенствам. Тогда можно записать

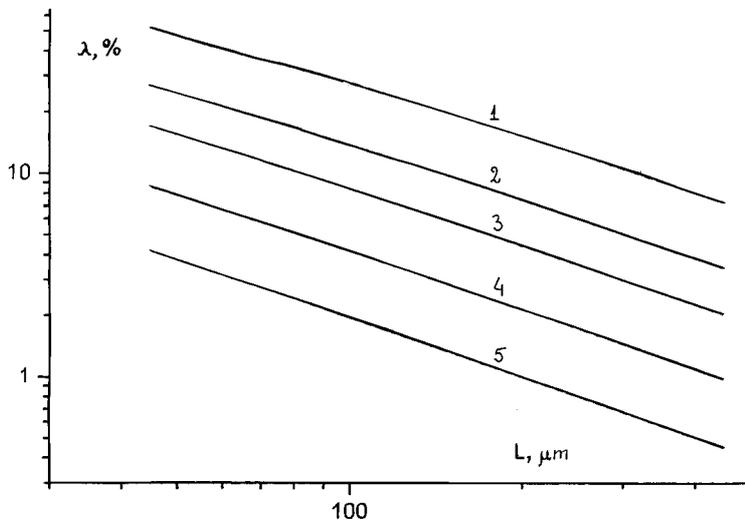


Рис. 1. Зависимость потерь на рекомбинацию электронно-дырочных пар в треке α -частицы от длины диффузионного смещения. Трек частицы размером $56 \mu\text{m}$ выступает в область диффузионного переноса на длину "а", μm : 1 — 56, 2 — 36, 3 — 26, 4 — 16, 5 — 10.

$dN/dq = (dN/d\tau)(d\tau/dq)$, и возникает вопрос о форме распределения τ и виде функции $q = f(\tau)$ в условиях диффузии носителей.

Зададим распределение τ в виде функции Гаусса. Гауссиан наиболее вероятен, когда отклонения величины от среднего значения меньше самого среднего: $|\tau - \tau_0| < \tau_0$. Таким образом, принимаем

$$dN/d\tau = \frac{\exp[-(\tau - \tau_0)^2/2\sigma^2]}{\sqrt{2\pi}\sigma}. \quad (1)$$

Задача о связи q и τ при генерации заряда с характерным для α -частиц профилем (кривая Брегга) и последующей диффузией к границе $p^+ - n$ -перехода рассматривалась в работе [3]. Предусматривалось, что трек частицы длиной R может находиться в области диффузионного переноса лишь своей оконечностью "а". Были получены для случая Si расчетные зависимости дефицита заряда $\lambda = 1 - q$ в функции "а" при параметре — значениях длины диффузионного смещения $L = (D\tau)^{1/2}$,

где D — коэффициент диффузии. На рис. 1 эти данные перестроены в требуемом нам масштабе $\lambda = f(L)$ при параметре "а". Зависимость $\lambda(L)$ удобно аппроксимировалась в виде

$$\lambda = A_0 + A_1/L + A_2/L^2, \quad (2)$$

где A_0 — кубическая, а A_1 и A_2 — квадратичные параболы относительно "а". Тогда для искомого спектра $dN/dq = f(q)$, отбросив численные множители, получаем систему двух уравнений:

$$dN/dq = (L/L_0)^2 \cdot \frac{\exp\{-(L/L_0)^2 - 1\}^2 / 0.362(\Delta\tau/\tau_0)^2}{(A_1/L + 2A_2/L^2)}, \quad (3)$$

$$q = 1 - (A_0 + A_1/L + A_2/L^2).$$

Здесь аналогично величине δ введена ширина спектра значений τ как $\Delta\tau = 2.35\sigma$. Система (3) позволяет строить спектры амплитуд сигналов для различных средних значений $L_0 = (D\tau_0)^{1/2}$, $\Delta\tau/\tau_0$ и параметра "а".

На рис. 2 приведен вид амплитудных спектров для случая, когда величина "а" соответствует пробегу частицы, т.е. $a = R = 56 \mu\text{m}$. Несмотря на значение $L_0 = 100 \mu\text{m}$ (почти вдвое превышающее "а"), наблюдаются средние дефициты заряда порядка 25%. С возрастанием неоднородности времени жизни спектры приобретают характерную асимметричную форму. В левом крыле появляется протяженный участок с малыми значениями амплитуд. Так, если относительная неоднородность достигает 100% ($\Delta\tau/\tau_0 = 1$), могут происходить потери заряда до 50%.

Выберем в качестве количественной меры величину ширины спектра на уровне 0.5, а также 0.1 от максимума ($\delta_{0.1}$), где асимметрия проявляется сильнее. Ход δ и $\delta_{0.1}$ от средних потерь заряда λ_0 для случая $\Delta\tau/\tau_0 = 1$ приведен на фрагменте рис. 2. Точками обозначены расчетные значения, включающие три величины L_0 (45, 100 и 200 μm) с вариацией в каждом случае параметра "а" (задавались значения 10, 20, 30 и 45 μm). Из фрагмента следует, что при фиксированной неоднородности τ оба значения для ширины спектра δ и $\delta_{0.1}$ однозначно определяются величиной потерь заряда. Другими словами, для формы спектра несущественны конкретные значения L_0 и "а", обуславливающие потери λ_0 .

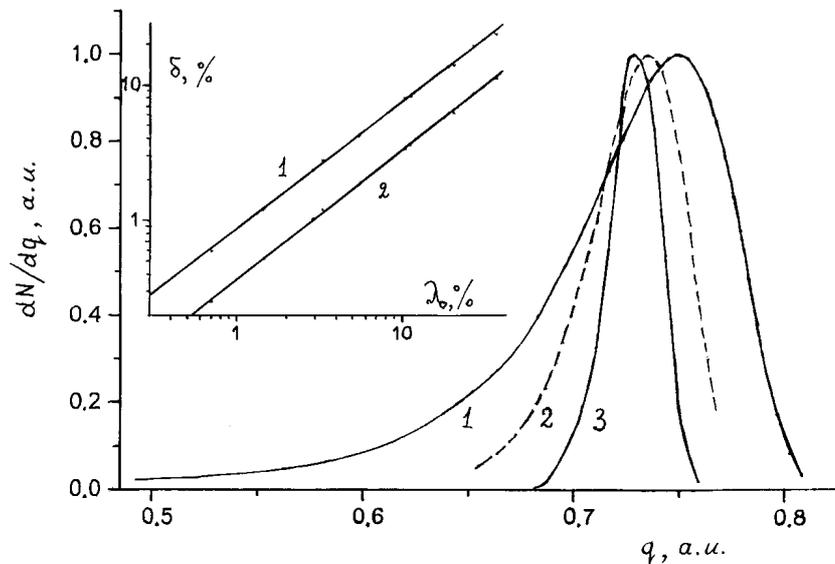


Рис. 2. Вид амплитудных спектров при различной неоднородности времени жизни носителей тока $\Delta\tau/\tau_0$ (расчет). Условия диффузии: $L_0 = 100 \mu\text{m}$, $a = 56 \mu\text{m}$. Значения $\Delta\tau/\tau_0$, %: 1 — 100, 2 — 50, 3 — 25. Фрагмент — зависимость ширины спектральной линии от величины средних потерь числа носителей. Ширина взята на уровне от максимума: 1 — 0.1, 2 — 0.5.

Весьма важно, что функции $\delta(\lambda_0)$ при различных $\Delta\tau/\tau_0$ оказываются линейными с наклоном $K = \Delta\delta/\Delta\lambda_0$, зависящим от фактора неоднородности. Указанные обстоятельства позволяют получить функцию $K = f(\Delta\tau/\tau_0)$, которая является калибровочной при определении неоднородности времени жизни носителей тока в материале (рис. 3). Заметим, что функция K при больших $\Delta\tau/\tau_0$ менее пологая, чем полученная в работе [2] также для рекомбинации носителей. Такое различие объясняется иной зависимостью $q(\tau)$, определяемой диффузионным, а не дрейфовым переносом носителей, как в [2].

2. Эксперимент проводился на структуре Si-детектора с поверхностным барьером. Использовалась стандартная для снятия амплитудных спектров аппаратура: предусилитель, усилитель с полосой пропуска-

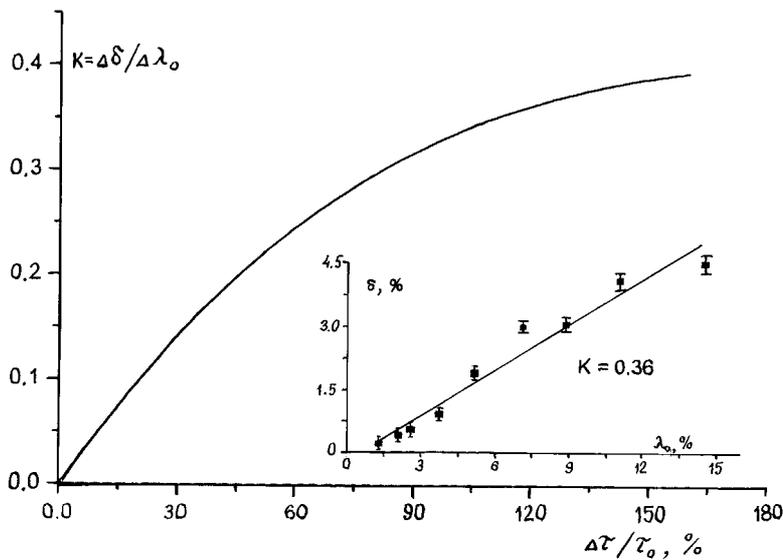


Рис. 3. Вид расчетной функции для определения неоднородности времени жизни носителей тока. По оси ординат отложена скорость роста ширины линии в функции относительных потерь числа носителей (см. фрагмент рис. 2). Фрагмент — наблюдаемая на опыте для Si поверхностно-барьерной структуры зависимость ширины линии от потерь числа носителей. Детектируются одиночные α -частицы с энергией 8.78 MeV; потери создаются за счет различия в энергии, выделяемой в области диффузионного переноса.

ния, формируемой RC-цепочками дифференцирования-интегрирования, и анализатор амплитуд. Вначале обратное смещение на структуре устанавливалось таким, чтобы область объемного заряда (сильного электрического поля) полностью перекрывала трек. Величина сигнала в условиях "быстрого" дрейфа носителей принималась за единицу. Далее напряжение снижалось и использовались уже значения, когда часть трека выступала за область поля. При этом происходило падение средней амплитуды сигнала за счет рекомбинации носителей заряда при относительно медленном диффузионном переносе. Одновременно форма спектра амплитуд становилась асимметричной в согласии с расчетными данными рис. 2.

На фрагменте рис. 3 приведен в функции величины потерь λ_0 ход ширины спектральной линии δ . Как и ожидалось, наблюдается линейная зависимость с наклоном (т.е. значением функции K) $\Delta\delta/\Delta\lambda_0 = 0.36$. Согласно рис. 3, эта величина соответствует существенной неоднородности $\Delta\tau/\tau_0 = 120\%$.

3. В заключение отметим ряд практических моментов. Подчеркнем, что методика не требует от $p^+ - n$ -структуры высококачественной обратной ветви, поскольку ширина линии, как правило, значительна и на ее фоне вклад шумов обратного тока мал. Например, вполне достаточно поверхностного барьера, т.е. подвергать материал термообработке необязательно. Более того, возможно использовать частицы разной энергии, когда вариация потерь заряда будет происходить за счет различия длин пробега. В этой модификации можно использовать одно (к тому же низкое) значение напряжения смещения.

Диапазон удельного сопротивления для изложенного выше режима изменения потерь за счет обратного смещения применительно к Si составляет три порядка (от $\Omega \cdot \text{cm}$ до нескольких $\text{k}\Omega \cdot \text{m}$). В варианте частиц с различной энергией нижние значения сопротивления не ограничены.

В цитированной выше работе [3] было показано, как по дефициту сигнала можно определить величину времени жизни носителей тока. Напомним, что интегральный характер метода (измеряется заряд) позволяет определять в том числе малые, наносекундные времена τ . В этой связи полученные выше результаты в сочетании с данными [3] дают полную картину рекомбинационных свойств материала: сами значения τ , а также их статистику по площади образца. Немаловажно, что величины τ для плотных треков α -частиц соответствуют высокому уровню инжекции, т.е. связаны с концентрацией центров рекомбинации простой (обратно пропорциональной) зависимостью.

Список литературы

- [1] *Makovsky L.L., Strokán N.B., Tisnek N.I.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1968. V. 15. N 3. P. 304–309.
- [2] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л.* // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1883–1887.
- [3] *Ильашенко И.Н., Строкан Н.Б.* // ФТП. 1996. Т. 30. В. 2. С. 302–308.