

МЕТОД ОЦЕНКИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

С.Г. Черноок, А.В. Леонов

Предложен метод оценки времен жизни неосновных носителей заряда в полупроводниковых структурах, основанный на анализе токов, инжектированных электронным зондом, со скоростями, обеспечивающими квазистационарные условия генерации электронно-дырочных пар.

Реализованный в растровом электронном микроскопе (РЭМ) метод регистрации токов, инжектированных электронным зондом (ТИЭЗ) в полупроводниковых структурах, традиционно используется [1-3] для измерения диффузионной длины L неосновных носителей заряда в зондируемой области структуры. В настоящее время имеется большое число теоретических и экспериментальных работ, посвященных определению этой величины при стационарных условиях генерации электронно-дырочных пар в структурах самой разнообразной конфигурации [1-5].

Работы по определению с помощью РЭМ другого не менее важного полупроводникового параметра — времени жизни неосновных носителей заряда τ — не столь многочисленны, поскольку эта задача сопряжена с необходимостью регистрации нестационарных быстро протекающих процессов, что требует существенного дополнения к экспериментальной базе РЭМ.

Способом определения τ , не требующим усложнения экспериментальной методики, является использование быстро перемещающегося по сколу структуры электронного зонда и последующего сопоставления интенсивности сигнала ТИЭЗ с его расчетным значением подобно тому, как это осуществляется при световой генерации избыточных носителей заряда [6,7]. Однако, как и в случае со световым зондом, применяемым для определения τ лишь в образцах, протяженность которых значительно превосходит величину L , возможности применения метода ТИЭЗ к структурам произвольных размеров и формы ограничены отсутствием решений нестационарного уравнения диффузии в конечном объеме.

Предлагаемый в настоящей работе метод оценки τ в условиях квазистационарного возбуждения позволяет избежать сложностей как экспериментального, так и теоретического характера.

Суть метода состоит в учете путем интегрирования вкладов в сигнал ТИЭЗ избыточных электронно-дырочных пар, генерированных вдоль траектории электронного зонда, движущегося по сколу структуры в направлении, перпендикулярном разделяющему носители потенциальному барьеру (p-n переход, барьер Шоттки).

Для соблюдения условия квазистационарности существенным является ограничение на скорость перемещения зонда, задаваемое неравенством $v\tau \ll r$, где v — скорость перемещения зонда, r — характерный размер области генерации. В этом случае за время, в течение которого данная точка зондируемой поверхности находится в пределах области генерации, в образце успевает установиться стационарное распределение электронно-дырочных пар. Это позволяет при расчете зависимости интенсивности сигнала ТИЭЗ J_V от расстояния x между зондом и разделяющим носители потенциальным барьером использовать известные из литературы выражения, полученные для стационарных условий генерации $J_{st}(x)$ [1,4,5]. В общем случае эти решения имеют вид $J_{st}(x) \sim G_0 f(A, x)$, где G_0 — мощность источника (число p-n пар, создаваемых в единицу времени в объеме структуры), A — совокупность параметров исследуемого объекта, влияющих на величину сигнала ТИЭЗ.

При движении зонда к p-n переходу в области 1 (рис.1) количество избыточных носителей в точке $x_1' = x_1 + \Delta x$, при условии линейности процесса рекомбинации, пропорционально величине $G_V = (G_0/v\tau_1) \times \exp(-\Delta x/v\tau_1)$, где $\Delta x/v$ — время, за которое зонд переместился на расстояние Δx . Величину G_V формально можно рассматривать как "мгновенную" мощность источника, находящегося в точке x_1' .

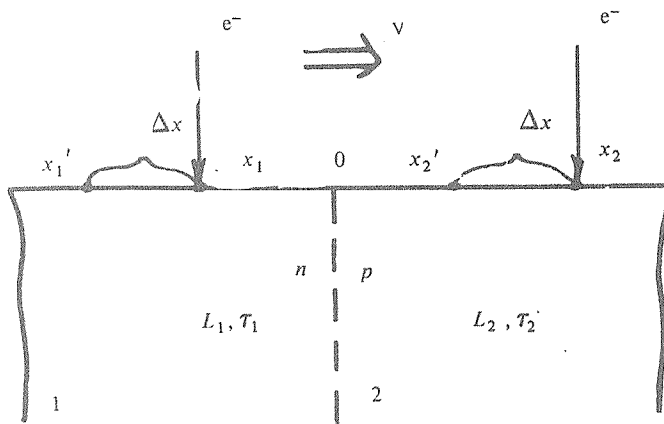


Рис.1. Схема взаимного расположения образца с р-п переходом и движущегося электронного зонда при измерениях зависимости $J_V(x)$.

Это дает возможность получить зависимость $J_V(x)$ интегрированием по вкладам таких линейно распределенных источников:

$$J_V(x_1) = (G_0/v\tau_1) \int_0^{b-x_1} \exp(-\Delta x/v\tau_1) f(A_1, x_1 + \Delta x) d\Delta x, \quad (1)$$

где b — координата точки, с которой началось сканирование структуры.

В области 2 при удалении зонда от р-п перехода сигнал ТИЭЗ складывается из двух компонент: тока носителей, генерированных в области 1 и не успевших полностью прорекомбинировать к моменту попадания зонда в точку x_2 .

$$J_1 = (G_0/v\tau_1) \int_0^b \exp[-(x_1 + x_2)/v\tau_1] f(A_1, x_1) dx_1$$

и тока носителей, генерируемых в области 2,

$$J_2 = (G_0/v\tau_2) \int_0^{x_2} \exp(-\Delta x/v\tau_2) f(A_2, x_2 - \Delta x) d\Delta x,$$

так что

$$J_V(x_2) = J_1 + J_2. \quad (2)$$

Полученные выражения (1) и (2) содержат величины τ_1 и τ_2 . Параметры, входящие во множества A_1 и A_2 , определяются путем анализа кривых $J_{st}(x)$. Следовательно, значения τ_1 и τ_2 могут быть оценены из сопоставления экспериментальных кривых $J_V(x)$ с выражениями (1) и (2).

Предлагаемый метод определения времени жизни неосновных носителей заряда носит оценочный характер, поскольку полученные выражения (1) и (2) не являются следствием строгого математического описания нестационарного диффузионного процесса. Кроме того, эти выражения могут быть использованы лишь при условии малого уровня инжекции и в рамках тех допущений, при которых правомерно использование функций $f(A, x)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Селезнева М.А., Филиппов С.С. Препринт № 38 Института прикладной математики АН СССР. М., 1975.
2. Kuttler M., Schröder K.-W. Phys. stat. sol. (a), 77, 139 (1983).
3. Luke K.L. J. Appl. Phys., 55, 555 (1984).
4. Von Roos O., Luke K.L. J. Appl. Phys., 54, 3938 (1983).
5. Artz B.E. J. Appl. Phys., 57, 2886 (1985).
6. Adam G. Physica, 20, 1037 (1954).
7. Wilson T., Pester P.D. J. Appl. Phys., 61, 2307 (1987).

Поступила в редакцию 7 июля 1989 г.