

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ОБРАТНЫЕ ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ P-N-ПЕРЕХОДОВ

В работе показана важная роль электрон-фононного взаимодействия при формировании величины обратного тока. Избыточные обратные токи обусловлены ускорением термической эмиссии в сильных электрических полях. Это ускорение усиливается под действием электрон-фононного взаимодействия. В работе разработан алгоритм расчета величины обратных токов на основании данных, полученных из анализа вольтамперных характеристик.

Ключевые слова: глубокие уровни, рекомбинация, электрон-фононное взаимодействие, вероятность перехода, сильные электрические поля, вольтамперная характеристика.

Обратные токи  $p$ - $n$ -переходов определяются не только легированием и шириной запрещенной зоны, но и содержанием центров рекомбинации в области пространственного заряда прибора [1,2]. Центры скопления таких дефектов приводят к образованию микроплазм и снижению величины пробоя, обусловленного лавинными процессами [2,3]. Наличие центров рекомбинации приводит к росту обратных токов и «мягким» вольтамперным характеристикам в предпробойной области [4]. Ещё более 50 лет назад С.Т Саа с соавторами была показана ведущая роль центров рекомбинации в формировании обширного участка вольтамперной характеристики (ВАХ) [5]. Тем не менее, большинство исследователей обратных ВАХ, по-прежнему для интерпретации результатов предпочитают пользоваться классическими механизмами, формирующими обратные ВАХ.

В настоящей работе будет показано, что на ВАХ в определённых случаях оказывают влияние электрон-фононное взаимодействие, которое ускоряет процессы генерации носителей заряда в сильных электрических полях.

### 1. Методика эксперимента

Вольтамперные характеристики кремниевых  $p$ - $n$ -переходов при прямом и обратном смещении (ВАХ) измерялись на автоматизированном комплексе, созданном на основе приборов, обладающих каналом общего пользования для связи с компьютером. Ток измерялся пикоамперметром KEITHLEY 6485, напряжение цифровым вольтметром В7-40, оно задавалось управляемым источником питания МОТЕСН. Комплекс прост в изготовлении и наладке, использует типовые измерительные приборы с классом

точности не хуже 0.01. (погрешность измерения напряжения вольтметра В7-40 не превосходит 0,03%) Шаг изменения напряжения прямого смещения 0.02 В. При этом случайные погрешности измерений менее одного процента.

Обратные вольтамперные характеристики приведены на рис.1. Они демонстрируют сильную зависимость обратного тока от приложенного напряжения. И это несмотря на то, что концентрация носителей заряда в квазинейтральной части слаболегированной области составляла  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>, а ширина области пространственного заряда достигала 20 мкм. Такая зависимость указывает на ускорение процессов генерации в сильных электрических полях при обратном смещении. Рассмотрим эти процессы более подробно.

### 2. Обсуждение

Предполагая, что в положении равновесия скорости рекомбинации электронов и дырок равны, легко получить выражение для обратного тока ( $I_{обр}$ ) при генерации носителей заряда через центры рекомбинации [2]:

$$I_{обр} = qS \int_0^w \frac{e_n^t(x)e_p^t(x)N_t(x)}{e_n^t(x) + e_p^t(x)} dx, \quad (1)$$

$$\text{где } \begin{cases} e_{n0}^t = r_n c_n N_c \exp(-(E_c - E_t)/kT) \\ e_{p0}^t = r_p c_p N_v \exp(-(E_t - E_v)/kT) \end{cases}$$

где  $q$  – заряд электрона;  $S$  – площадь  $p$ - $n$ -перехода;  $e_{n,p}^t(x)$  – скорости термической эмиссии электронов и дырок;  $c_{n,p}$  – коэффициенты захвата электронов и дырок на центры рекомбинации;  $r_n, r_p$  – факторы вырождения уровня глубокого центра для электронов и дырок, данные факторы изменяются в пределах от 0.5 до 2.  $N_{c,v}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне;  $E_t$  – энерги-

ческое положение центра рекомбинации в запрещенной зоне;  $E_{c,v}$  – энергии зоны проводимости и валентной зоны;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура  $p$ - $n$ -перехода. Интегрирование проводится по всей области пространственного заряда.

Обратный ток определяется самым медленным процессом, а именно скоростью эмиссии с энергетического уровня рекомбинационного центра в зону проводимости или из валентной зоны на рекомбинационный центр. при этом генерацию ограничивают процессы с большей энергией активации, которая в случае термогенерации через центры рекомбинации должна быть больше половины запрещенной зоны. Экспериментальное значение этой энергии выше ширины запрещенной зоны, что будет обсуждаться ниже. Кроме того, как указывалось выше, наблюдается аномально сильная зависимость тока от напряжения обратного смещения. Это связано с тем, что процессы эмиссии носителей заряда с рекомбинационных центров в сильных электрических полях ускоряются. Данный эффект усиливается, если имеет место электрон-фононное взаимодействие. Теоретически этот факт обоснован Тимашевым С.Ф. [6], а экспериментально обнаружен и исследован Булярским С.В. с соавторами [7]. Результат этих работ однозначен: полевую зависимость скорости термической эмиссии необходимо интерпретировать с учетом квантовых эффектов в электронных переходах. Эти эффекты играют определяющую роль и не учитываются в теории Френкеля. При высокой напряженности электрического поля появляется вероятность переходов на «внезонные» состояния (виртуальные состояния расположенные ниже дна зоны проводимости и выше потолка валентной зоны). В соответствии с результатами работ [8,9], скорость термической эмиссии может быть представлена на выражением:

$$e_n^i = e_{n_0}^i(0)\Theta(E_{n_0}, F), \quad (2)$$

где  $e_{n_0}^i(0)$  – скорость термической эмиссии (вероятность перехода) в классически доступную область зоны проводимости,  $\Theta(E_{n_0}, F)$  – связана с квантовым эффектом возрастания вероятности перехода с учетом переходов на внезонные состояния. В соответствии с [6,7] скорость термической эмиссии должна быть представлена в виде:

$$e_n^i = e_{n_0}^i(0) \exp(\gamma F^{1/2} + \lambda F^2), \quad (3)$$

где

$$\gamma = \beta \left[ 1 + \frac{(E_{n_0} - s\hbar\omega)kT}{\sigma^2} \right];$$

$$\lambda = \frac{1}{24} \left[ 1 + \frac{(E_{n_0} - s\hbar\omega)kT}{\sigma^2} \right] \frac{q\hbar^2}{m_n^*(kT)^3},$$

$$\sigma = \sqrt{2kTs\hbar\omega}.$$

В формуле (3)  $E_{n_0}, s\hbar\omega$  – параметры электрон-фононного взаимодействия, которые необходимо определить экспериментально. С этой целью была использована методика рекомбинационной спектроскопии [1,10], которая на основании измерения прямых вольтамперных характеристик, измерения вольтемкостных характеристик и термостимулированной емкости позволяют вычислить коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры и их температурные зависимости.

Приведенная скорость рекомбинации  $R_{np}$  – является физической величиной, обратной времени жизни. Она вычисляется из экспериментальной зависимости прямого тока от напряжения смещения по формуле:

$$R_{np}(U) = \sum_{m=1}^s \frac{\alpha_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)}{2\zeta_m \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) + \zeta_m^2 + 1}, \quad (4)$$

где  $\alpha_m = \left(\frac{n_{1m}}{n_i}\right)c_{nm}N_{1m}$ ,  $\zeta_m = \left(\frac{n_{1m}}{n_i}\right)\sqrt{\left(\frac{c_{nm}}{c_{pm}}\right)}$ ,

где  $c_{nm}, c_{pm}$  – усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки  $m$ -ого энергетического уровня,  $n_i$  – концентрация собственных носителей заряда,  $n_{1m}$  – концентрация носителей заряда для  $m$ -ого уровня,  $N_{1m}$  – концентрация глубокого уровня,  $U$  – напряжение.

На зависимости  $R_{np}$  наблюдается две ступени характерные для рекомбинации с участием двух центров. При этом в области малых напряжения, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \ll \zeta^2 + 1, \quad (5)$$

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{\zeta^2 + 1} \exp\left(\frac{qU}{kT}\right), \quad (6)$$

а с ростом напряжения, когда

$$2\zeta \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \gg \zeta^2 + 1, \quad (7)$$

$$R_{np}(U) = \frac{\alpha}{2\zeta} = \text{const}, \quad (8)$$

По начальному участку этой кривой легко можно определить преэкспотенциальный множитель  $\frac{\alpha}{\zeta^2 + 1}$ , а по конечному участку  $\frac{\alpha}{2\zeta}$ , после чего можно найти  $\alpha$  и  $\zeta$ , которые, в свою очередь связаны с параметрами глубокого уровня [1,10]. Зная  $\zeta_m$ , находим энергию активации  $m$ -го глубокого уровня:

$$E_{tm} = \frac{E_g - qU_0}{2} - kT \ln \zeta_m + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_n^*}{m_p^*} + \frac{1}{2} kT \ln \frac{c_{nm}}{c_{pm}}, \quad (9)$$

где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны,  $m_n^*$ ,  $m_p^*$  – эффективная масса электрона и дырки соответственно.

Анализ ВАХ данным методом позволил вычислить аналитические аппроксимации температурных зависимостей коэффициентов захвата:

$$E_t = 0.50 \text{ эВ} \left\{ \begin{array}{l} c_n = 8.6 \exp\left(-\frac{0.30}{kT}\right) \\ c_p = 1.9 \cdot 10^8 \exp\left(-\frac{0.85}{kT}\right) \end{array} \right\};$$

$$E_t = 0.45 \text{ эВ} \left\{ \begin{array}{l} c_n = 0.022 \exp\left(-\frac{0.16}{kT}\right) \\ c_p = 10^3 \exp\left(-\frac{0.57}{kT}\right) \end{array} \right\}. \quad (10)$$

Зависимости (10) позволяют вычислить параметры электрон-фононного взаимодействия. В качестве одной из величин воспользуемся энергией захвата на рекомбинационный центр. Она связана с параметрами следующим соотношением [1]:

$$E_b = \frac{(E_{n0} - s\hbar\omega)^2}{4 s\hbar\omega}. \quad (11)$$

Второй величиной, необходимо для расчета, выберем энергию, которую необходимо затратить для безызлучательного выброса электрона с РЦ. Эти энергии были определены экспериментально методом термостимулированной емкости и приведены в табл.1. На конфигурационной диаграмме они соответствуют энергетическому расстоянию между точкой  $X$  и  $E_f$ . В наших обозначениях эта величина  $E_{nt}$  и она связана с параметрами электрон-фононного взаимодействия следующим соотношением:

$$E_{nt} = \frac{(E_{n0} + s\hbar\omega)^2}{4 s\hbar\omega}. \quad (12)$$

Решая совместно (5.4.7) и (5.4.8) получаем искомые параметры:

$$s\hbar\omega = \left( \sqrt{E_{nt}} - \sqrt{E_b} \right)^2$$

$$E_{n0} = \left( \sqrt{E_{nt}} - \sqrt{E_b} \right) \left( \sqrt{E_{nt}} + \sqrt{E_b} \right) \quad (13)$$

Результаты расчетов и экспериментов, выполненных по двум рекомбинационным центрам сведены в табл.2.

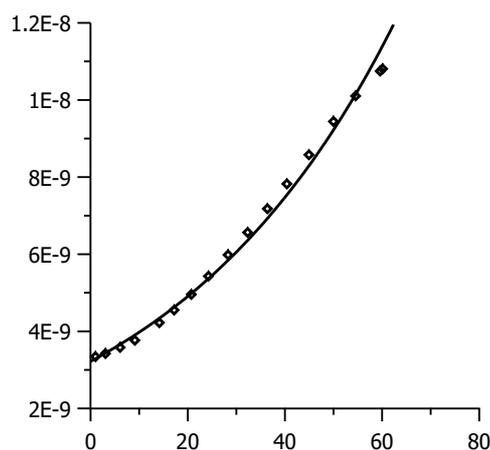
Используя данные табл.2. по формулам (1) и (3) рассчитываем величину обратного тока. Расчет приведен на рис.1. сплошной линией. Результаты расчета демонстрируют хорошее согласие, что указывает на ведущую роль меха-

Таблица 1. Параметры РЦ, найденные по экспериментальным кривым приведенной скорости рекомбинации при T=295 K

№	$E_c - E_t$ , эВ	$C_n$ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$	$C_p$ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$	$\tau_{n0}$ , с	$\tau_{p0}$ , с
1	0,45	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$3,0 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
2	0,53	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{-8}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$

Таблица 2. Параметры рекомбинационных центров

№	$E_{nb}$ , эВ	$E_{pb}$ , эВ	$E_{n0}$ , эВ	$E_{p0}$ , эВ	$\Delta_n$ , эВ	$\Delta_p$ , эВ
1	0,45	2,8	0,29	0,83	0,16	0,57
2	0,53	6,2	0,23	0,89	0,30	0,85
	$s\hbar\omega$ , эВ	$\gamma$ , $\text{В}^{-1/4}$	$N_t$ , $\text{см}^{-3}$	$C_{n0}$ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$	$C_{p0}$ , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$	$\sigma$ , эВ



Точки – эксперимент; Сплошная линия расчет по формулам (1) и (3), с использованием данных табл.2.

Рисунок 1. Обратные вольтамперные характеристики p-n-переходов

низма ускорения эмиссии в электрическом поле на величину обратного тока.

В данной работе показано, что электрон-фотонное взаимодействие приводит к сильным зависимостям обратного тока от напряжения. Такие зависимости характерны для вакансионно-примесных комплексов молекулярного типа, в

которых возможны слабозатухающие локальные колебания. Наличие таких центров можно диагностировать по вольтамперным характеристикам диодов. Причем эти измерения можно проводить на ранних стадиях технологического процесса, когда содержание подобных центров может быть скорректировано дополнительным отжигом.

14.03.2014

**Список литературы:**

1. Lutz J., Schlangenotto H., Scheuermann U., Doncker R., "Semiconductor Power Devices". Springer Heidelberg Dordrecht London New York, 2011, 536 с.
2. Булярский С.В., Грушко Н.С. "Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах", М: МГУ, 1997, 462 с.
3. Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. "Лавинный пробой в р-п-переходах" Л:Энергия, 1980, 156 с.
4. Булярский С.В., Сережкин Ю.Н., Ионычев В.К. "Статистическая задержка пробоя микроплазм в фосфидогаллиевых р-п-переходах" / Физика и техника полупроводников, 1999, Т.33, №11, С.1345-1349.
5. Sah Chih-Thing, Noyce R.N., Shockley W. Carrier generation and recombination in p-n junctions and p-n junction characteristics. // Proc. IRE. 1957. V.45. № 9. P. 1228 -1243.
6. Тимашев С.Ф. Об эффекте Френкеля при термополевой ионизации глубоких центров в слое объемного заряда в полупроводниках. ФТП. 1974. Т.16. С.804-806.
7. Булярский С.В. Грушко Н.С., Гуткин А.А. Полевые зависимости термической ионизации глубоких центров в слое объемного заряда барьеров Au-p-InP. // ФТП. 1975. Т.9. С.287 – 291.
8. Булярский С.В., Грушко Н.С., Жуков А.В. Использование форм-функции оптического электронно-колебательного перехода для вычисления полевой зависимости скорости безызлучательного перехода. Оптика и спектроскопия, 2000, т.88, в.3, с.415-418.
9. Булярский С.В., Грушко Н.С., Жуков А.В. Полевая зависимость скорости термической эмиссии дырок с комплекса VGaSAs в арсениде галлия.// ФТП, 2000, т.34, в.1, с.41-45.
10. Булярский, С.В. , Н.С.Грушко, А.В. Локалин "Рекомбинационная спектроскопия глубоких центров в GaP светодиодах"// ФТП. 1999. т.33. В.6. с. 723-726.

Сведения об авторах:

**Булярский С.В.**, заведующий кафедрой Инженерной физики Ульяновского государственного университета, заслуженный деятель науки РФ, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент АН Татарстана, e-mail: bulyar2954@mail.ru; bsv@ulsu.ru

**Жуков А.В.**, заместитель проректора по научной работе Ульяновского государственного университета, доцент кафедры Инженерной физики, кандидат физико-математических наук, доцент, e-mail: zhukovav@ulsu.ru

**Игошина А.А.**, студентка Инженерно-физического факультета высоких технологий Ульяновского государственного университета  
432000, г. Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42