

## Рекомбинационные процессы в преобразователях энергии источников $\beta$ -излучения в электрическую энергию

© И.Е. Абанин, В.В. Амеличев, С.В. Булярский, А.В. Лакалин

„Научно-производственный комплекс «Технологический центр» МИЭТ“,  
124498 Москва, Зеленоград, Россия  
e-mail: bulyar2954@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 января 2016 г.)

Исследованы преобразователи  $\beta$ -излучения в электрический ток, изготовленные на основе высокоомного кремния, а также процессы, обуславливающие эффективность преобразования. Показано, что последняя величина обусловлена рекомбинацией в области пространственного заряда преобразователей при малых уровнях инжекции. Разработана методика определения рекомбинационных параметров центров, которая опирается на новые алгоритмы преобразования, переводящие монотонную и в целом экспоненциальную вольт-амперную характеристику в кривую с особенностями, позволяющими определить параметры центров рекомбинации. Рассчитаны параметры данных центров в широком диапазоне температур и выявлены области в координатах температур — напряжение прямого смещения, где рекомбинационные потоки перехватываются тем или иным центром рекомбинации, что оказывает влияние на величину тока насыщения вольт-амперной характеристики и эффективность преобразования.

### Введение

Прямое преобразование энергии радиоактивных изотопов заключается в том, что испускаемые ими  $\beta$ -электроны генерируют в полупроводнике электронно-дырочные пары, которые разделяются электрическим полем  $p$ - $n$ -перехода или контакта металл-полупроводник [1–8]. Возникает  $\beta$ -вольтаический эффект. Этот эффект является аналогом фотоэлектрического с той разницей, что образование электрон-дырочных пар в кристаллической решетке полупроводника происходит под воздействием быстрых электронов, а не фотонов. Единичный элемент  $\beta$ -электрического преобразователя представляет собой полупроводник с  $p$ - $n$ - или  $p$ - $i$ - $n$ -переходом, контактирующий с радиоактивным источником  $\beta$ -излучения. Образование электрон-дырочных пар происходит при взаимодействии проникших в объем полупроводника  $\beta$ -частиц с электронами атомов кристаллической решетки. Количество образовавшихся неравновесных носителей заряда в объеме полупроводника растет с энергией  $\beta$ -электронов и интенсивностью их потока.

В научной литературе по  $\beta$ -вольтаическим источникам питания [1–8] ищутся пути повышения эффективности преобразования. Одним из направлений достижения этой цели является снижение рекомбинационных потерь. Далеко не все электронно-дырочные пары вносят вклад в величину тока, генерируемого  $\beta$ -электронами. В  $i$ -слое структуры наряду с процессом генерации идет альтернативный процесс — рекомбинации. В результате этого часть носителей заряда теряется. Для того чтобы оценить данные потери, необходимо исследовать изменение времени жизни и связанные с ним причины возникновения рекомбинационных токов. Поэтому механизмы рекомбинации в таких структурах должны быть

понятны, для того чтобы определить пути снижения рекомбинационных потерь.

Процессы генерации-рекомбинации определяют величину „темновых“ токов, которые в научной литературе называют также токами насыщения. Увеличение этих токов также приводит к снижению эффективности преобразования тока (коэффициента полезного действия батареи —  $\eta$ ), генерированного электронами высоких энергий. Выражение для коэффициента преобразования хорошо известно как для солнечных элементов [9], так и для ядерных батарей [10]:

$$\eta = \frac{I_{sc}\chi kT}{eP_{\beta}} \left[ \ln \left( \frac{I_{sc}}{I_s} \right) + 1 \right], \quad (1)$$

где  $I_{sc}$  — ток короткого замыкания,  $P_{\beta}$  — мощность, излучаемая  $\beta$ -источником,  $\chi$  — коэффициент. Данный коэффициент зависит от вида вольт-амперной характеристики и нагрузочного сопротивления. Он показывает отклонение максимальной электрической мощности, выделяемой батареей, от произведения —  $I_{sc}U_{xx}$ . Как правило,  $0.5 < \chi < 0.8$ .  $I_s$  — ток насыщения, который определяется механизмами переноса свободных носителей заряда, формирующими прямую и обратную вольт-амперную характеристику.

Целью настоящей работы является изучение механизмов, формирующих времена жизни электронов и дырок, а также величину тока насыщения преобразователей энергии, выявление рекомбинационных центров, ответственных за этот процесс. Все указанные величины оказывают влияние на эффективность преобразования. В работе использована новая методика определения характеристик центров рекомбинации, которая проста, удобна и может быть полезна широкому кругу исследователей.

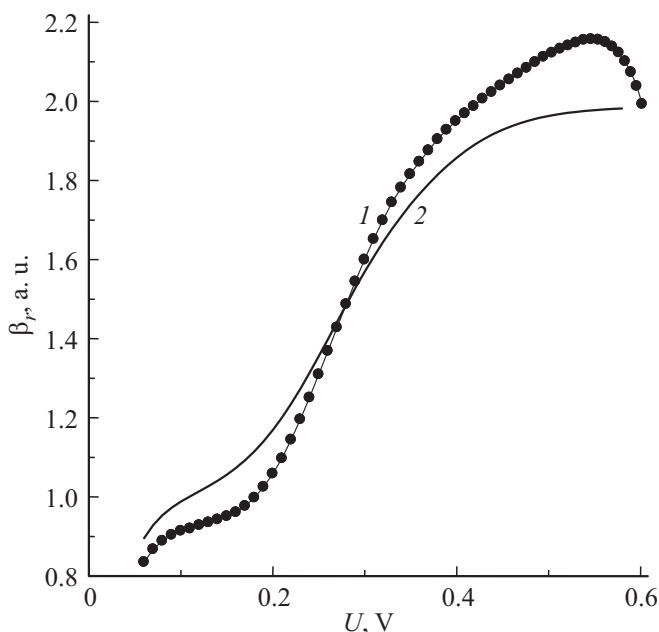
## Методика эксперимента и экспериментальные результаты

Преобразователи были изготовлены на базе  $p-i-n$ -переходов, с толщиной  $i$ -области порядка  $100 \mu\text{m}$ . Такая толщина слоя выбиралась из соображений универсальности, так как в качестве  $\beta$ -источников в дальнейшем будут применяться изотопы с разной энергией электронов от 3 до 160 keV. Структуры изготавливались методом планарной технологии на высокоомном кремнии. Их рабочая площадь составляла  $1 \text{ cm}^2$ . Основной методикой эксперимента является измерение вольт-амперных характеристик. Измерения выполнены на автоматизированной установке, укомплектованной высокоточными измерительными приборами. Вольт-амперные характеристики исследуемых полупроводниковых приборов воспроизводились с высокой точностью как при прямом, так и при обратном смещении, что характерно для изделий, полученных групповым методом на одной пластине кремния.

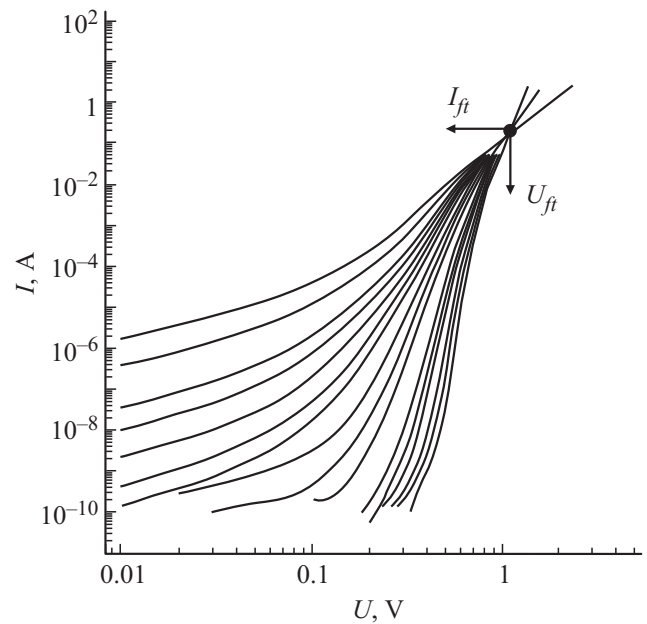
На рис. 1. приведен дифференциальный коэффициент наклона типичной вольт-амперной характеристики исследуемых преобразователей, вычисленный путем численного дифференцирования:

$$\beta_r = \frac{q}{kT} \left( \frac{d \ln j_r}{dU} \right)^{-1} = \frac{q j_r}{kT} \left( \frac{d j_r}{dU} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $j_r$  — плотность тока  $p-i-n$ -диода,  $q$  — заряд электрона,  $U$  — напряжение прямого смещения.



**Рис. 1.** Дифференциальный показатель наклона и его восстановление, по рассчитанным в работе коэффициентам центров рекомбинации. 1 — численный расчет из эксперимента по формуле (2), 2 — расчет по формуле работы [13].



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики  $p-i-n$ -диодов в двойном логарифмическом масштабе измеренных при температурах, К: слева направо меняется через 20 К от 373 до 233.

Дифференциальный показатель наклона позволяет качественно охарактеризовать механизмы протекания тока [11]. Так как эта величина больше единицы практически во всем диапазоне измеряемых напряжений, то можно сделать заключение, что диффузионный ток в исследуемых структурах места не имеет. В области напряжений прямого смещения  $0.1 < U < 0.4 \text{ В}$  значения этого коэффициента плавно возрастают от 1 до 2. Такое поведение дифференциального показателя наклона характерно для токов рекомбинации в области пространственного заряда на глубоких рекомбинационных центрах. При больших напряжениях этот показатель превышает значение 2, что может быть обусловлено наступлением режима высокого уровня инжекции.

В области напряжений прямого смещения, больших  $0.4 \text{ В}$ , вольт-амперные характеристики, перестроенные в координатах  $\sqrt{I} = f(U)$ , позволяют найти величину диффузионного потенциала [11]. В нашем случае он равен  $0.48 \text{ В}$ . Это значение порядка половины запрещенной зоны кремния, что характерно для наличия в диоде высокоомной области.

На рис. 2 показаны вольт-амперные характеристики исследуемых преобразователей, построенные в двойном логарифмическом масштабе. При высоких напряжениях прямого смещения продолжения данных характеристик пересекаются в одной точке. Это характерно для токов, ограниченных пространственным зарядом. Точка пересечения вольт-амперных характеристик связана с полным заполнением ловушек внутри высокоомной области преобразователя. Напряжение полного заполнения ловушек позволяет оценить концентрацию ловушек в

высокоомном слое [11]:

$$j_{ft} = e\mu_n N_d \frac{U_{ft}}{W}, \quad U_{ft} = \frac{eWN_t}{\epsilon_0 \epsilon_S}, \quad (3)$$

где  $j_{ft}$  — плотность тока в точке полного заполнения ловушек,  $N_d$  — концентрация остаточных мелких примесей,  $U_{ft}$  — напряжение полного заполнения ловушек,  $W$  — ширина базы диода,  $N_t$  — концентрация глубоких ловушек,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $\epsilon_S$  — статическая диэлектрическая постоянная полупроводника.

Расчеты по формуле (3) дали следующие результаты: концентрация глубоких центров —  $1.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , подвижность носителей заряда  $2800 \text{ V cm/s}$ .

Удельное сопротивление, которое оценивалось по предварительным измерениям на кремниевой пластине, а затем по сопротивлению базы прибора, имеет величину порядка  $500 \text{ }\Omega\text{cm}$ , что соответствует собственному кремнию. Концентрация носителей заряда при комнатной температуре порядка  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [9]. Таким образом, концентрация глубоких ловушек превышает концентрацию свободных носителей заряда. Именно поэтому стало возможным наблюдение токов, ограниченных пространственным зарядом. Такое соотношение концентраций технологических примесей и дефектов приводит к не типичному поведению электрических свойств диодов.

Приведенные результаты показывают, что интересующие нас величины, связанные с рекомбинационными свойствами: время жизни и темновой ток рекомбинации, определяющий эффективность преобразования, необходимо определять при малых уровнях смещения до  $0.4 \text{ V}$ .

### Анализ рекомбинационных процессов при малом уровне инжекции

Научные результаты, полученные другими авторами [2,3,7,8], а также данные предварительных экспериментов, показывают, что величина напряжения холостого хода у  $\beta$ -преобразователей с источником Ni-63, не превышает  $0.15 \text{ V}$ . Поэтому рабочая область напряжений на преобразователях лежит в диапазоне малого уровня инжекции, для которого характерны процессы рекомбинации в области пространственного заряда. Выражения для плотности тока рекомбинации в ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, получены в работах [11–13]. Этими же авторами разработана методика, которая носит название рекомбинационная спектроскопия. В настоящей работе модель рекомбинационной спектроскопии получила свое дальнейшее развитие.

В случае нескольких глубоких центров результирующий ток представляет сумму токов рекомбинации через каждый из них [11–13]:

$$I_r = \sum_{m=1}^g \frac{qSw(U)c_{nm}c_{pm}n_i^2(e^{qU/kT} - 1)N_{tm}}{2n_i\sqrt{c_{nm}c_{pm}}e^{qU/2kT} + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}} \frac{2kT}{q(V_d - U)}, \quad (4)$$

где  $w$  — ширина ОПЗ,  $g$  — число двухзарядных рекомбинационных центров, одновременно участвующих

в процессе рекомбинации,  $q$  — заряд электрона,  $S$  — площадь диода,  $c_{nm}$  — коэффициент захвата электронов из зоны проводимости рекомбинационным центром с номером  $m$ ,  $c_{pm}$  — коэффициент захвата дырок из зоны проводимости рекомбинационным центром с номером  $m$ ,  $U$  — напряжение смещения на области пространственного заряда диода,  $k$  — постоянная Больцмана,  $N_{tm}$  — концентрация центров рекомбинации одного типа с номером  $m$ ,  $n_i$  — концентрация электронов в собственном кремнии,  $n_{1m}$  — концентрация электронов ( $p_{1m}$ -дырок) в зоне проводимости (валентной зоне) при условии, что уровень Ферми совпадает с уровнем энергии рекомбинационного центра с номером  $m$ :

$$n_{1m} = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{tm}}{kT}\right),$$

$$p_{1m} = N_v \exp\left(-\frac{E_{tm} - E_v}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $N_c$  — эффективная плотность состояний зоны проводимости,  $N_v$  — эффективная плотность состояний валентной зоны,  $E_{tm}$  — энергия активации глубокого рекомбинационного центра,  $E_c$  — энергия дна зоны проводимости,  $E_v$  — энергия потолка валентной зоны.

Для разработки алгоритма вычисления параметров центров представим плотность рекомбинационного тока в области пространственного заряда в более простом виде для одного рекомбинационного центра

$$j_r = \frac{2kTw(U)}{(V_d - U)} \frac{c_n c_p n_i^2 N_t [\exp(\frac{qU}{kT}) - 1]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp(\frac{qU}{2kT}) + c_n n_1 + c_p p_1}. \quad (6)$$

Величина  $V_d$  нами уже определена по вольт-амперной характеристике, зависимость  $w(U)$  находим из емкостных измерений, тогда неизвестными остаются четыре параметра:  $c_n$  — коэффициент захвата электронов из зоны проводимости рекомбинационным центром,  $c_p$  — коэффициент захвата дырок из валентной зоны рекомбинационным центром,  $E_m$  — энергия активации глубокого рекомбинационного центра,  $N_t$  — концентрация центров рекомбинации.

Заметим, что произведения  $c_n N_t = \tau_{n0}^{-1}$ ,  $c_p N_t = \tau_{p0}^{-1}$  определяют величины, которые являются временем жизни при захвате электрона на пустой рекомбинационный центр и временем жизни при захвате дырки на заполненный электроном центр рекомбинации. Эти времена являются характеристическими величинами для центров рекомбинации. Преобразуем (6) путем деления на  $n_i$ ;  $\frac{2kTw(U)}{(V_d - U)}$  и  $\exp(\frac{qU}{2kT}) - 1$ , получаем, а также используем определенные выше времена жизни:

$$R_{pr} = \frac{\frac{\tau_{n0}^{-1} \tau_{p0}^{-1}}{N_t} n_i [\exp(\frac{qU}{2kT}) + 1]}{\frac{2n_i \sqrt{\tau_{n0}^{-1} \tau_{p0}^{-1}}}{N_t} \exp(\frac{qU}{2kT}) + c_n n_1}. \quad (7)$$

Величину, определяемую формулой (7), назовем приведенной скоростью рекомбинации. Эта величина характеризует рекомбинационный поток через уровень рекомбинации и является обратной к времени жизни. Величины  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  отличаются не более, чем в 10 раз. Уровень рекомбинационного центра, как правило, не лежит точно в середине зоны.

Пусть этот уровень выше середины зоны на величину  $3kT$  и расположен ближе к зоне проводимости, тогда  $(E_c - E_t) - (E_t - E_v) = 6kT$ . Отношение  $n_1/p_1 \approx \approx e^6 = 414$ . Даже при неудовлетворительном отношении коэффициентов захвата  $c_n n_1 \gg c_p p_1$ . Поэтому последнее произведение в формуле (7) опущено.

Соотношение членов в знаменателе изменяется с увеличением приложенного напряжения. При некотором напряжении  $U_0$  первое и второе слагаемые в знаменателе станут равными. При этом напряжении можно вычислить энергию активации рекомбинационного центра

$$E_c - E_t = E_g/2 - eU_0/2 + \frac{3}{4}kT \ln \left( \frac{m_n^*}{m_p^*} \right) + \frac{1}{2}kT \ln \left( \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right). \quad (8)$$

Энергия активации глубокого центра определяется с точностью до последнего слагаемого, поскольку отношение  $\tau_{p0}/\tau_{n0}$ , как правило, неизвестно. Для отношения коэффициентов захвата 10 ошибка составляет 0.028 eV при комнатной температуре. Величина третьего слагаемого  $-0.01$ . Поэтому если обращать внимание на первые два слагаемых, то неопределенность в определении энергии активации составляет 0.02 eV, что является вполне допустимым для данного простого метода определения энергии.

Когда первое слагаемое в знаменателе формулы (7) намного меньше второго, то

$$R_{prS} \approx \tau_{n0}^{-1} \tau_{p0}^{-1} / 2. \quad (9)$$

Эта величина постоянна, она соответствует максимуму скорости рекомбинации. При обратном соотношении величин слагаемых в знаменателе (7)

$$R_{pr} \approx \frac{1}{\tau_{p0}} \frac{n_i^2}{n_1} \left[ \exp \left( \frac{qU}{2kT} + 1 \right) \right]. \quad (10)$$

Уравнения (7)–(10) являются основой для вычисления параметров рекомбинационного центра. Алгоритм вычислений следующий: по формуле (8) определяем в первом приближении энергию активации рекомбинационного центра. Выберем на зависимости приведенной скорости рекомбинации некоторую точку с координатами  $R_1, U_1$ ; тогда, решая совместно систему уравнений (7)–(10), получаем для характеристических времен жизни следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \tau_{n0}^{-1} &= \frac{4R_{prS}^2 n_i}{n_1 R_1} \exp \left( \frac{U_1}{2kT} \right), \\ \tau_{p0}^{-1} &= \frac{n_1 R_1}{n_i} \exp \left( -\frac{U_1}{2kT} \right), \\ \frac{c_p}{c_n} &= \frac{n_1^2 R_1^2}{4R_{prS}^2 n_i^2} \exp \left( \frac{eU_1}{kT} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Используя оценку концентрации рекомбинационных центров по токам, ограниченным пространственным зарядом, вычисляем коэффициенты захвата, а затем восстанавливаем дифференциальные коэффициенты вольт-амперной характеристики. Соответствующие формулы

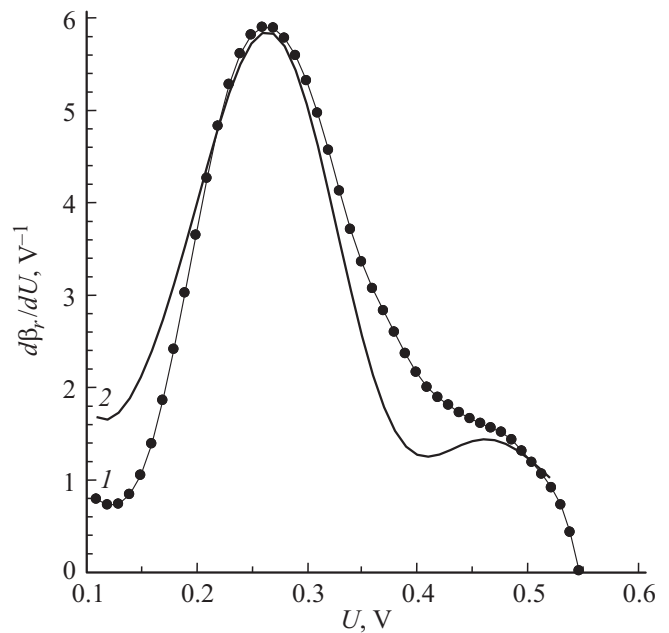


Рис. 3. Восстановление производной дифференциального показателя наклона по формулам работы [13] и рассчитанным коэффициентам: 1 — эксперимент, 2 — расчет.

приведены в работе [13]. Результат восстановления дифференциальных коэффициентов приведены на рис. 1 и 3. Удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных кривых указывает на достоверность проведенных вычислений.

Анализ экспериментальной кривой приведенной скорости рекомбинации позволяет разделить ее на отдельные рекомбинационные процессы. Методика разделения описана в работах [11,13]. В настоящей работе выделено три рекомбинационных центра с энергией активации 0.55, 0.45, 0.39 eV; расчетные параметры приведены в таблице.

В дальнейшем система уравнений (7)–(11) использовалась для анализа температурных зависимостей времени жизни. При каждом значении температуры было проведено разделение рекомбинационных процессов на составляющие и определены характеристические пара-

Параметры рекомбинационных центров при  $T = 295$  К

Энергия активации электронов с рекомбинационных центров, eV	0.55	0.45	0.39
Концентрация глубоких рекомбинационных центров, $\text{cm}^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{10}$	$1.5 \cdot 10^{11}$	$1.5 \cdot 10^{11}$
Коэффициент захвата для электронов, $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$
Коэффициент захвата дырок, $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-8}$

метры рекомбинационных центров. Полученные результаты свидетельствуют о том, что рекомбинационные процессы в исследуемых структурах достаточно сильно зависят от температуры (рис. 4, 5).

Скорость рекомбинации через центр рекомбинации с энергией 0.55 eV выше и ниже при высоких и низких температурах. При средних температурах она минимальна и, следовательно, время жизни максимально. Эффективность преобразования была бы максимальной при комнатных температурах, если бы в рекомбинационном процессе участвовал только этот центр рекомбинации. Достаточно высокое время жизни, которое обусловле-

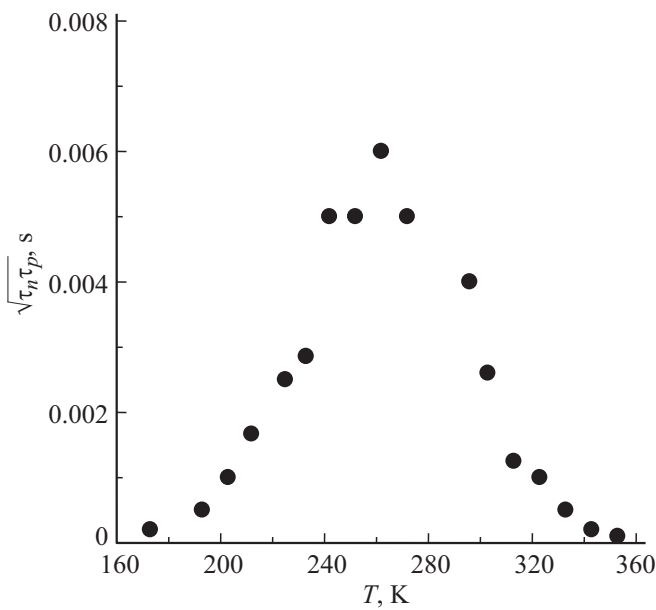


Рис. 4. Температурная зависимость времени жизни при рекомбинации через уровень с энергией активации 0.55 eV.

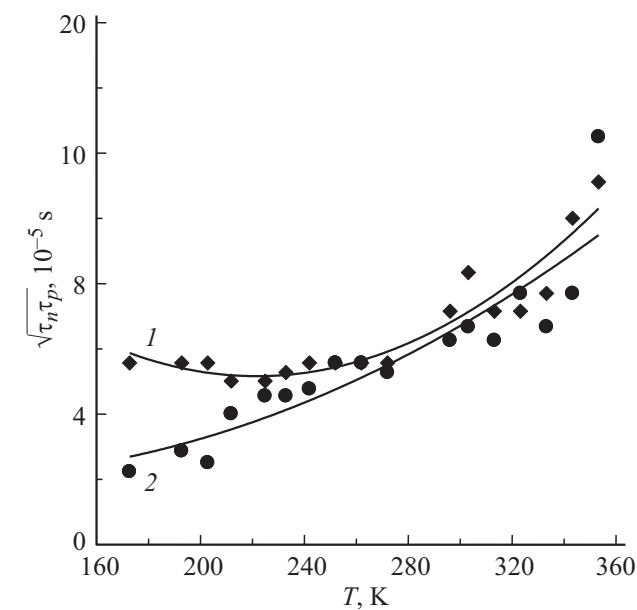


Рис. 5. Температурная зависимость времени жизни через уровни с энергией активации, eV: 0.45 (1), 0.39 (2).

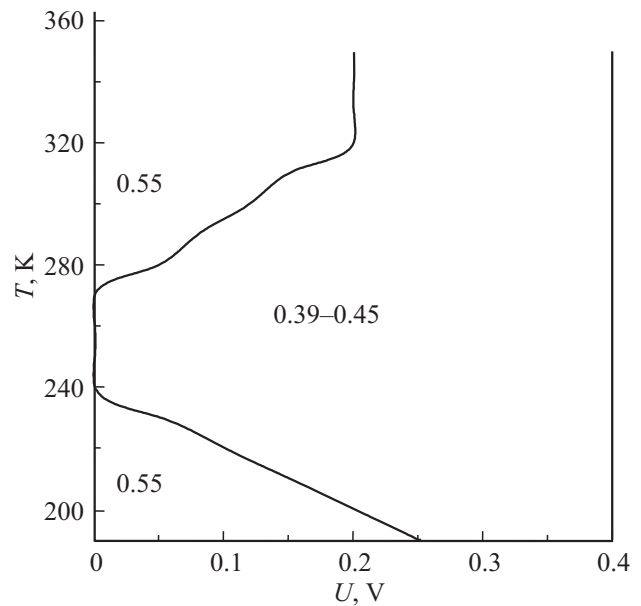


Рис. 6. Области в пространстве температур и прямого смещения, в которых преобладает рекомбинация через тот или иной центр. Энергии центров рекомбинации приведены на рисунке в eV.

но данным центром, связано с низкой концентрацией, которая равна примерно  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Возможно, что этот центр связан с остаточным легированием кремния золотом или железом.

Рекомбинационные центры с энергиями 0.45 и 0.39 eV имеют достаточно стабильные параметры, которые слабо зависят от температуры. Время жизни, которое они формируют, также стабильно в широком интервале температур.

Рассмотрим, какие центры оказывают доминирующее влияние с изменением напряжения прямого смещения и температуры. При прямом смещении энергия активации тока в соответствии с формулой (6) изменяется по закону

$$E_a = E_g - E_t - eU$$

откуда

$$E_t = E_g - E_a - eU. \quad (12)$$

Для того, чтобы выделить области в пространстве напряжение прямого смещения–температура, в которых рекомбинационные потоки проходят через те либо иные центры, поступим следующим образом:

- построим температурные зависимости прямого тока при различных напряжениях прямого смещения в координатах Аррениуса,
- выделим на них прямолинейные участки и вычислим энергии активации,
- вычислим энергии активации глубоких центров по формуле (12).

Таким образом, находя энергию активации при различных напряжениях смещения и температурах, можно

примерно выделить области, где преобладает рекомбинация через тот либо иной центр. Такая диаграмма построена на рис. 6. Рекомбинация через уровни с энергией активации 0.55 eV преобладает в двух областях при низких температурах и малых смещениях и при высоких температурах и высоких смещениях. В оставшейся области рекомбинация преобладает через уровни с энергиями активации 0.39 и 0.45 eV. Такое поведение рекомбинационных потоков не является случайным. Для уровня 0.55 eV в указанных областях время жизни быстро падает и он перехватывает на себя рекомбинационные потоки. В соответствии с рис. 6 время жизни при рекомбинации через уровни 0.39 и 0.45 eV в области малых смещений быстро растет. Это обусловлено тем, что в этой области напряжений уровень инжекции еще мал, и процессы эмиссии с данных центров преобладают над процессами захвата.

## Заключение

Таким образом, анализ, проведенный в настоящей работе, показывает, что эффективность преобразования исследуемых структур определяется процессом рекомбинации при малом уровне инжекции. В этом случае время жизни носителей заряда в приборе и его ток насыщения определяются рекомбинацией в области пространственного заряда.

Разработана методика анализа рекомбинационных процессов в этой области, которая позволяет определить рекомбинационные параметры центров в объеме полупроводника. Показано, что в рекомбинации участвуют три центра рекомбинации с энергиями активации 0.55, 0.45 и 0.39 eV. Первый из них может быть связан с остаточными примесями золота либо железа в высокоомном кремнии. Этот центр обладает сильной температурной зависимостью скорости рекомбинации, которая может быть связана с особенностями температурного поведения скоростей захвата электронов и дырок на этот центр рекомбинации. Построена диаграмма, которая позволяет оценить, при каких условиях рекомбинационные потоки направляются на определенные центры. Эти исследования помогают оценить изменения в эффективности преобразования с изменениями условий протекания данного процесса.

Работа подготовлена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственной поддержки научных исследований.

## Список литературы

- [1] Flicker H., Loferski J.J., Elleman T.S. // IEEE T. Electron. Dev. 1964. N 2. P. 367–374.
- [2] Kosteski T., Knerani N.P., Stradins P., Gaspari F. // IEE P. Circ. Dev. Syst. 2003. Vol. 150. N 4. P. 274–279.
- [3] Guo H., Lal A. // IEEE Transducer. 2003. Vol. 36. P. 1122–1129.
- [4] Sun W., Kherani N.P. // Adv. Mater. 2005. Vol. 17. N 10. P. 1230–1237.
- [5] Eiting C.J., Krishnamoorthy V., Rodgers S., George T. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88. P. 064 101–064 110.
- [6] Chu J., Piao X. // J. Micro Nanolith. MEM. 2009. Vol. 8. P. 021 180–021 188.
- [7] Резнев А.А., Пустовалов А.А., Максимов Е.М., Передерий Н.Р., Петренко Н.С. // Нано-микросистемная техника. 2009. № 3. С. 14–16.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984. 455 с.
- [9] Polymers, phosphors, and voltaics for radioisotope microbatteries. / Ed. by K.E. Bower, Y.A. Barbanel, Y.G.S.W. Bohnert. London; NY; Washington: CRC PRESS, 2002. 472 p.
- [10] Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: МГУ, 1995. 399 с.
- [11] Булярский С.В., Грушко Н.С., Сомов А.И., Лакалин А.В. // ФТП. 1997. Т. 31. С. 1146–1150.
- [12] Булярский С.В., Грушко Н.С., Лакалин А.В. // Заводская лаборатория. 1997. Т. 63. С. 25–30.