

## Исследование (моделирование) Ni-63 бета-вольтаических батарей на основе кремниевых солнечных элементов

© А.А. Горбачевич,<sup>1,2</sup> А.Б. Данилин,<sup>3</sup> В.И. Корнеев,<sup>1</sup> Э.П. Магомедбеков,<sup>4</sup> А.А. Молин<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет „МИЭТ“,  
124498 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> ЗАО „Иннотра“,  
117449 Москва, Россия

<sup>4</sup> Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,  
125047 Москва, Россия

<sup>5</sup> ООО „Центр Атоммед“,  
115230 Москва, Россия  
e-mail: kvi\_07@mail.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 2015 г.)

Проведены экспериментальные измерения и численное моделирование бета-вольтаических ячеек на основе стандартных кремниевых солнечных элементов с двусторонним нанесением на них источников бета-излучения в виде изотопа  $^{63}\text{Ni}$ . Рассчитаны оптимальные параметры ячейки, включая ее толщину, уровень легирования подложки, глубины создаваемого с лицевой стороны  $p-n$ -перехода,  $p^+$ -слоя с обратной стороны, а также активности материала источника. Определены предельные теоретические значения напряжения холостого хода 0.26 V, тока короткого замыкания 2.1  $\mu\text{A}$ , выходной мощности ячейки 0.39  $\mu\text{W}$  и коэффициента эффективности преобразования радиоактивной энергии в электрическую энергию 4.8% при активности источника бета-излучения 40 mCi. Выполнено сравнение результатов численного анализа и экспериментальных данных.

### Введение

Основным достоинством бета-вольтаических батарей является их длительный срок действия, ограниченный периодом полураспада излучающего изотопа. Так, период полураспада  $^{63}\text{Ni}$  достигает 100 лет. Первые разработки полупроводниковых бета-вольтаических ячеек, преобразующих энергию излучаемых атомными изотопами бета частиц в электроэнергию, относятся к середине 1950-х годов [1]. Наиболее интенсивные попытки создать источники электроэнергии на основе данного эффекта были предприняты в период с 1968 по 1974 гг. специалистами, создавшими впоследствии компанию CityLabs [2], где были изготовлены бета-вольтаические батареи, использовавшие излучение изотопа  $^{147}\text{Pm}$ . Данные батареи стали составной частью имплантируемых кардиостимуляторов. Батареи имели эффективность преобразования энергии порядка  $\sim 4\%$  и служили около 10 лет. Однако высокая стоимость изотопа  $^{147}\text{Pm}$  и наличие сопутствующего гамма-излучения привели к тому, что эти источники электроэнергии были быстро вытеснены с рынка литиевыми батареями. Исследования последних лет концентрировались на разработках, использующих в качестве источников тритий  $^3\text{H}$  и  $^{63}\text{Ni}$ . В 2008 г. компания CityLabs наладила промышленный выпуск бета-вольтаических батарей на тритии, получивших название NanoTritium<sup>TM</sup>. Батареи дают напряжение холостого хода 2V и ток короткого замыкания порядка 50 nA [3].

Известно, что источники питания на основе  $^{63}\text{Ni}$  превосходят по ряду параметров источники на осно-

ве трития. Так, эффективность тритиевого источника бета-излучения менее чем через два года падает на 10%, в то время как для аналогичного уменьшения эффективности источника на основе  $^{63}\text{Ni}$  требуется 15 лет. К другим достоинствам никеля в сравнении с тритием относятся:

- фазовое состояние: никель пластичный, инертный и легко обрабатываемый металл, не требующий контейнера для транспортировки и хранения;
- энергия  $\beta$ -частиц, излучаемых  $^{63}\text{Ni}$ , в 3.5 раза выше;
- период полураспада в 8 раз длительнее.

В настоящее время имеется небольшое число экспериментальных работ по батареям на кремнии, где источником бета-частиц является изотоп  $^{63}\text{Ni}$  [4–7]. Теоретические работы представлены более широко. Среди них следует отметить работы, в которых за основу берутся приближенные модели, разработанные для расчетов солнечных батарей [8–12].

Использование заделов, созданных в области кремниевой фотовольтаики, которая по своей физической сути максимально близка к бета-вольтаике, представляется вполне оправданным. Целью настоящей работы была оценка возможности использования кремниевых солнечных элементов в качестве преобразователей энергии бета-излучения в электроэнергию на основе детального физико-топологического моделирования бета-вольтаической ячейки на базе кремниевого солнечного элемента и экспериментального измерения эффекта генерации напряжения в такой ячейке при воздействии бета-излучения.

### Исходная структура и модель

Принципиальная возможность использования кремниевых структур в виде фотоприемников панелей солнечной энергетики для создания бета-вольтаических батарей теоретически была продемонстрирована в [13]. Для создания бета-вольтаических батарей авторы предлагали наносить источники бета-излучения в виде пленок <sup>63</sup>Ni на лицевую и тыльную стороны данных структур (рис. 1).

Нами при численном моделировании и в модельных экспериментах использовалась аналогичная структура. Конструктивные и электрофизические параметры такой ячейки соответствовали как требованиям конструкции кардиостимуляторов (размер 20 × 20 mm, толщина не более 5 mm), так и параметрам наиболее распространенных солнечных панелей. К последним следует отнести: кремниевую подложку *p*-типа КДБ-10 ( $N_A = 1.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) кристаллографической ориентации (100) толщиной 150–180 μm. Область катода (*n*<sup>+</sup>-слой) с максимальной концентрацией  $N_D = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  создавалась имплантацией в кремний донорной примеси. Толщина этой области равна  $d_1 = 0.2–0.5 \text{ μm}$ . В области анода в кремнии создавался *p*<sup>+</sup>-слой толщиной  $d_1 = 0.2–0.6 \text{ μm}$ , с максимальным содержанием акцепторной примеси  $N_A = 1.0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ .

Для моделирования параметров бета-вольтаической ячейки использовалась стандартная диффузионно-дрейфовая модель, включающая уравнения непрерывности для электронов и дырок и уравнение Пуассона, реализованная в программе численного физико-топологического моделирования Sentaurus TCAD. Данная модель описывает процесс генерации под действием бета-частиц неравновесных электронно-дырочных пар, которые за счет диффузии и дрейфа достигают *p–n*-перехода, где

разделяются локальным электрическим полем и создают добавочный бета-ток  $I_\beta$ .

Уравнения непрерывности для электронов и дырок имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \text{div} \mathbf{j}_n + G - R_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \text{div} \mathbf{j}_p + G - R_p, \end{cases} \quad (1)$$

где  $R_n, R_p$  — скорости рекомбинации электронов и дырок,  $G$  — скорость генерации электронно-дырочных пар. Электронный и дырочный токи описываются обычными соотношениями:

$$\begin{cases} \mathbf{j}_n = -en\mu_n \nabla \varphi + eD_n \nabla n, \\ \mathbf{j}_p = -ep\mu_p \nabla \varphi - eD_p \nabla p. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $n, p$  — концентрации электронов и дырок,  $\mathbf{j}_n, \mathbf{j}_p$  — плотности токов,  $\mu_n, \mu_p$  — подвижности электронов и дырок,  $D_n, D_p$  — коэффициенты диффузии. Потенциал  $\varphi$  внутри полупроводника находится из решения уравнения Пуассона

$$\Delta \varphi = -\frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N_d^+ - N_a^-), \quad (3)$$

где  $N_d^+, N_a^-$  — концентрации ионизированных атомов примеси. В качестве граничных условий использовались стандартные граничные условия для омических контактов.

В системе уравнений (1)–(3) концентрации доноров и акцепторов  $N_d, N_A$  определяют структуру *p–n*-перехода в полупроводнике. Такие параметры, как подвижность  $\mu_n, \mu_p$ , коэффициенты диффузии  $D_n, D_p$ , скорость рекомбинации  $R_n, R_p$ , вычисляются с помощью выбираемых физических моделей и зависят как от температуры полупроводника, так и от концентраций примеси. В то же время скорость генерации электронно-дырочных пар  $G(x)$  следует определять исходя из мощности источника излучения, в данном случае изотопа <sup>63</sup>Ni, и учитывая ионизационные потери бета-частиц в кремнии.

### Определение темпа генерации электрондырочных пар под воздействием бета-излучения <sup>63</sup>Ni

Темп генерации  $G$  — это число генерируемых электрондырочных пар в единицу времени в единице объема кремния. Отсюда получаем формулу для темпа генерации

$$G(x) = \Phi \left( \frac{dN_{pair}}{dx} \right), \quad (4)$$

где  $\Phi$  — плотность потока бета-частиц, определяющая число бета-частиц, пролетающих через единицу поверхности кремния за единицу времени,  $N_{pair}/dx$  — число пар, генерируемых одной бета-частицей на единице длины. Если для создания электрон дырочной пары

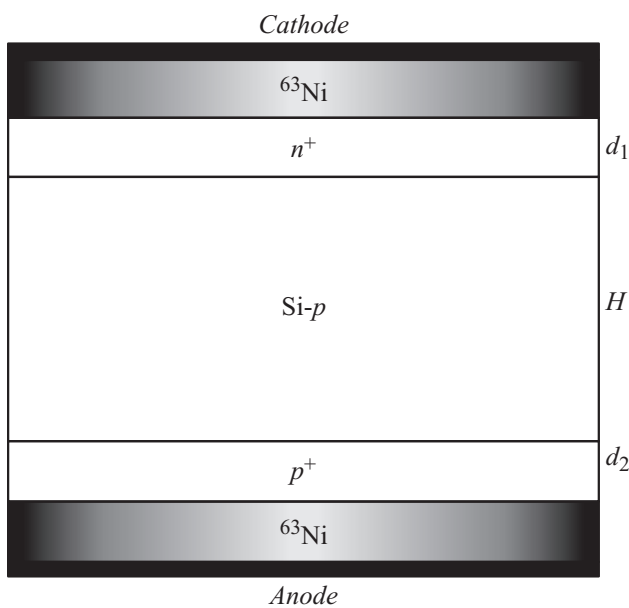
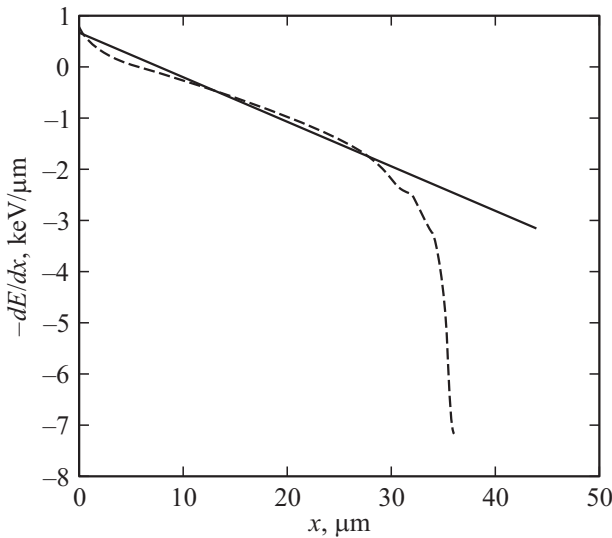


Рис. 1. Структура поперечного сечения бета-вольтаической ячейки.



**Рис. 2.** Полулогарифмическая зависимость удельных энергетических потерь бета-частиц от глубины проникновения в кремний. Аппроксимация (прямая линия) удельных энергетических потерь на глубинах до  $30 \mu\text{m}$ .

требуется энергия  $\varepsilon$ , то число пар, генерируемых одной бета-частицей на единице длины, будет описываться формулой

$$\left(\frac{dN_{\text{pair}}}{dx}\right) = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}. \quad (5)$$

Здесь  $(-dE/dx)_{\text{ion}}$  — ионизационные потери, определяемые как средняя энергия, затрачиваемая одной бета-частицей на ионизацию на единице длины пути. Эта величина зависит от энергии частицы. Для заданной энергии частицы ионизационные потери описываются формулой Бете–Блоха [14]

$$-\frac{dE}{dx} = f(E). \quad (6)$$

В нерелятивистском приближении, хорошо применимом для бета-частиц, испускаемых изотопом  $^{63}\text{Ni}$ , для правой части (6) можно использовать упрощенное выражение

$$f(E) = 9.112 \cdot 10^4 \frac{1}{E} \ln \left( \frac{1.166E}{I} \right), \quad \left( \frac{\text{keV}}{\text{cm}} \right). \quad (7)$$

Здесь потенциал ионизации  $I$  был введен Бете как среднее значение изменения энергии электрона в атоме в результате ионизации и возбуждения. Теоретическое вычисление потенциала ионизации — сложная процедура. Чаще всего потенциал ионизации используется как подгочный параметр, который получают из сравнения с экспериментом [15–17].

Уравнения (6) и (7) позволяют рассчитать энергию бета-частицы на заданной глубине  $x$  от поверхности кремния. Если бета-частица на поверхности кремния имеет энергию  $E_0$ , то энергию  $E$  она будет иметь на глу-

бине  $x$ , которая определяется следующим интегралом:

$$x = \int_E^{E_0} \frac{dE'}{f(E')}. \quad (8)$$

Интегрируя (8), можно найти зависимость глубины проникновения  $x$  от энергии частицы  $E$  на этой глубине при заданной энергии частицы  $E_0$  на поверхности кремния

$$x = x(E_0, E). \quad (9)$$

Формулу (9) можно обернуть и представить как зависимость энергии от координаты

$$E = E(E_0, x). \quad (10)$$

Спектр бета-частиц, излучаемых изотопом  $^{63}\text{Ni}$ , определяется формулой Паули–Ферми [18]:

$$P(E) = CF(Z, E)(E + mc^2)(E_m - E)^2 \sqrt{E(E + 2mc^2)}. \quad (11)$$

Здесь  $Z$  — атомный номер дочернего атома. Множитель  $F(Z, E)$ , описывающий эффект кулоновского взаимодействия бета-частицы с ядром изотопа, часто называют ферми-функцией. Приближенная аппроксимация ферми-функции [19] имеет следующий вид:

$$F(Z, E) = \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)}, \quad \eta = \alpha Z \frac{E + mc^2}{\sqrt{E(E + 2mc^2)}}, \quad (12)$$

Здесь  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры. Величина  $P(E_0)$  имеет смысл вероятности присутствия бета-частицы с заданной энергией  $E_0$  в спектре излучения. Чтобы получить средние удельные потери для бета-частиц, надо усреднить соотношение (6) с весом (11) с учетом (8)–(10)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}}(x) = \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} P(E_0) f(E(E_0, x)) dE_0. \quad (13)$$

Результаты расчетов формулы (13) для параметров, соответствующих пробегу бета-частиц в кремнии, приведены на рис. 2 (штриховая линия).

Анализ рис. 2 показывает, что в логарифмическом масштабе удельные потери спадают примерно по линейному закону до глубины порядка  $25 \mu\text{m}$ . Это означает, что на указанных глубинах удельные потери (13) уменьшаются примерно по экспоненциальному закону (прямая линия). В результате получаем приближенную экспоненциальную зависимость для удельных ионизационных потерь пучка бета-частиц:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \eta_0 \exp(-\alpha x),$$

$$\eta_0 = 4.5 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}, \quad \alpha = 0.2 \mu\text{m}^{-1}.$$

Подставив полученное выражение для ионизационных потерь в формулу (5) и далее в соотношение (4), получим для темпа генерации простое выражение

$$G(x) = \Phi \left( \frac{dN_{pair}}{dx} \right) = G_0 \exp(-\alpha x), \quad G_0 = \frac{\Phi \eta_0}{\varepsilon}. \quad (14)$$

Как показали исследования [20–22], энергия  $\varepsilon$ , необходимая для рождения электрон-дырочной пары в кремнии, определяется следующей формулой:

$$\varepsilon = 14/5 E_g + \hbar \omega_R = 2.8 E_g + 0.5 = 3.6 \text{ eV}. \quad (15)$$

Источником бета-частиц является фольга с нанесенным на нее слоем изотопа  $^{63}\text{Ni}$ . Если  $A$  — активность источника, измеренная с рабочей стороны фольги, а  $S$  — площадь рабочей поверхности фольги, то плотность потока бета-частиц определяется по формуле  $\Phi = A/S$ .

Если, например, активность равна величине  $A = 10 \text{ mCi}$ , а площадь равна  $S = 4 \text{ cm}^2$ , то плотность потока бета-частиц будет равна  $\Phi = 2.5 \text{ mCi/cm}^2 = 9.25 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . С учетом выражений (14), (15) получаем скорость генерации  $G_0$  на поверхности кремния

$$G_0 = 1.16 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}. \quad (16)$$

Таким образом, все параметры модели, описывающей генерацию неравновесных электронно-дырочных пар в кремнии под действием бета-излучения, определены.

## Моделирование бета-вольтаической кремниевой ячейки с помощью системы Sentaurus TCAD

Рабочим инструментом моделирования являлась программа Sentaurus TCAD. Моделирование начиналось с рассмотрения процессов, протекающих в ячейке (рис. 1) с нанесенными на нее источниками бета-излучения в виде пленок  $^{63}\text{Ni}$ . Возникшие в кремнии под действием бета-частиц электронно-дырочные пары за счет диффузии достигают  $p$ – $n$ -перехода, где разделяются локальным электрическим полем и создают добавочный бета-ток  $I_\beta$ . Транспортные эффекты в полупроводниковых структурах моделируются с помощью решения системы дифференциальных уравнений (1)–(3).

Концентрации доноров и акцепторов  $N_d$ ,  $N_a$  определяют структуру  $p$ – $n$ -перехода в полупроводнике. Такие параметры, как подвижность  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ , коэффициенты диффузии  $D_n$ ,  $D_p$ , скорость рекомбинации  $R_n$ ,  $R_p$ , вычислялись с помощью выбираемых физических моделей и учитывались в рамках используемой программы Sentaurus TCAD. В то же время скорость генерации электронно-дырочных пар  $G(x)$  была выбрана исходя из мощности источника излучения, в данном случае изотопа  $^{63}\text{Ni}$ , и модели ионизационных потерь бета-частицами в кремнии (14). На рис. 3 показаны результаты работы TCAD.

Данные вольт-амперные характеристики (ВАХ) характеризуют бета-вольтаический элемент, изображенный

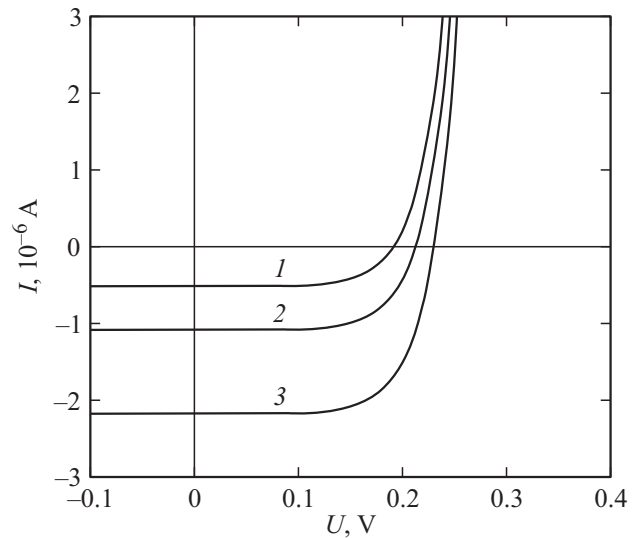


Рис. 3. ВАХ бета-вольтаического элемента. Активность источников  $A = 10 \text{ mCi}$  (линия 1),  $A = 20 \text{ mCi}$  (линия 2),  $A = 40 \text{ mCi}$  (линия 3).

на рис. 1. В расчетах использовалась ячейка со следующими параметрами:

$$N_D^+ = 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \quad N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad N_A^+ = 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \\ H = 200 \mu\text{m}, \quad d_1 = 0.5 \mu\text{m}, \quad d_2 = 0.5 \mu\text{m}, \quad S = 4 \text{ cm}^2.$$

Точка пересечения ВАХ с осью тока на рис. 3 определяет ток короткого замыкания  $I_{sc}$ , а точка пересечения с осью напряжения дает напряжение холостого хода  $U_{oc}$ . Мощность, выделяемая во внешней цепи, определяется формулой  $P = U \cdot I(U)$  и является функцией напряжения. Максимум этой функции  $P_{max}$  находится на интервале  $0 < U < U_{oc}$  и вычисляется с помощью ВАХ, которые показаны на рис. 3.

Результаты моделирования для трех значений активности пленок  $^{63}\text{Ni}$  приведены в таблице. Из таблицы видно, что ток короткого замыкания  $I_{sc}$  практически пропорционален активности источника  $A$ , а напряжение холостого хода  $U_{oc}$  медленно растет с увеличением активности. Можно показать, что эта зависимость имеет логарифмический характер.

Были проведены поиски оптимальных параметров бета-вольтаической ячейки. Степень легирования кремниевой подложки бором оказалась равной  $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Наилучшие результаты получаются при толщине  $p^+$ -слоя, равной  $d_2 = 0.4$ – $0.5 \mu\text{m}$ , и толщине

Результаты моделирования бета-вольтаической кремниевой ячейки

$A, \text{ mCi}$	$U_{oc}, \text{ V}$	$I_{sc}, \mu\text{A}$	$P_{max}, \mu\text{W}$
10	0.1917	0.545	0.067
20	0.2121	1.094	0.152
40	0.2316	2.187	0.340

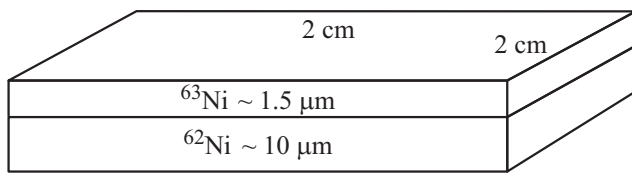


Рис. 4. Фольга с основой из  $^{62}\text{Ni}$  и тонким слоем изотопа  $^{63}\text{Ni}$ .

$n^+$ -слоя, равной  $d_1 = 0.2\text{--}0.4\ \mu\text{m}$ . В результате моделирования одной бета-вольтаической ячейки при активности источника  $A = 40\ \text{mCi}$ , удалось получить следующие результаты:

$$U_{oc} = 0.26\ \text{V}, \quad I_{sc} = 2.1\ \mu\text{A}, \quad P_{\max} = 0.39\ \mu\text{W}.$$

При моделировании бета-ячейки токи и напряжения имеют небольшие значения, при которых для описания работы  $p$ – $n$ -перехода, как показывает точное моделирование, справедливы простейшие модели. Так, в работах [4,10,11,21,23,24], применяется простейшая диодная модель, при использовании которой ВАХ определяется следующей формулой:

$$I = I_s \left( \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) - I_\beta. \quad (17)$$

Здесь  $I_s$  — ток насыщения, для расчета которого используются или аналитические модели, или моделирование с помощью системы TCAD. Легко видеть, что в диодной модели (17) бета-ток  $I_\beta$  совпадает с током короткого замыкания  $I_{sc}$ . Из диодной модели (17) также легко находится формула для напряжения холостого хода

$$U_{oc} = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{I_\beta}{I_s} + 1\right). \quad (18)$$

Проведенное исследование показало, что ток короткого замыкания  $I_{sc}$  слабо зависит от структуры бета-ячейки, в частности, от структуры  $p$ – $n$ -перехода. В основном ток короткого замыкания  $I_{sc}$  определяется активностью  $A$  источника бета-частиц. Более того, ток почти пропорционален активности  $I_{sc} = \gamma A$ .

В свою очередь ток короткого замыкания  $I_{sc}$  определяется бета-током  $I_\beta$ , который создается электронами и дырками, рожденными в результате воздействия бета-излучения на полупроводник. Можно оценить максимальный бета-ток в кремнии Si для изотопа  $^{63}\text{Ni}$  с заданной активностью  $A$ .

Бета-частица со средней энергией  $E_{ever} = 17.54\ \text{keV}$ , проходя через кремний, тратит свою энергию на рождение электрон-дырочных пар. Как было показано выше, на рождение одной пары в кремнии Si требуется энергия  $\varepsilon = 3.6\ \text{eV}$ . Тогда в среднем одна бета-частица создает в кремнии  $N_{np} = E_{ever}/\varepsilon$  электрон-дырочных пар. Число бета-частиц, проникающих в кремний в единицу времени, определяется активностью  $A$ .

Если теперь пренебречь рекомбинацией электронов и дырок и считать, что все рожденные электроны (как неосновные носители) дают вклад в радиационный ток, то получается следующая формула:

$$I_{\beta,\max} = eA \frac{E_{ever}}{\varepsilon}. \quad (19)$$

При активности источника  $A = 40\ \text{mCi}$  из формулы (19) получаем оценку максимального бета-тока  $I_{\beta,\max} = 2.31\ \mu\text{A}$ .

## Экспериментальные результаты

Испытания проводились на базе Института материалов современной энергетики и нанотехнологии РХТУ им. Д.И. Менделеева. Для каждого образца бета-вольтаической ячейки были определены величины тока короткого замыкания и напряжения холостого хода. Источник излучения представлял собой фольгу.

Образцы фольги прижимались к лицевой и тыльной сторонам элементов солнечных батарей. При этом прижим осуществлялся той частью фольги, на которой нанесен слой с изотопом  $^{63}\text{Ni}$ . Для измерений напряжения холостого хода и тока короткого замыкания использовался прибор Keithley 6517A.

Результаты усреднения измерений на восьми солнечных элементах с двухсторонним прижимом фольги и номинальной активностью источника, равной  $40\ \text{mCi}$ , позволили получить ток короткого замыкания, равный  $0.331\ \mu\text{A}$  и напряжение холостого хода  $123\ \text{mV}$ . Несмотря на очевидное низкое качество контакта поверхностей полупроводниковой структуры и фольги с источником излучения, полученный результат свидетельствует о том, что идея использования солнечных элементов в качестве преобразователей энергии бета-излучения в электрическую энергию вполне состоятельна. Необходимым представляется оптимизация параметров полупроводниковой структуры, а также разработка технологии высококачественного осаждения слоя  $^{63}\text{Ni}$  на лицевую и тыльную стороны кремниевого преобразователя энергии.

Результаты проведенных экспериментов показали несколько меньшие значения параметров бета-ячеек  $U_{oc} = 0.123\ \text{V}$ ,  $I_{sc} = 0.331\ \mu\text{A}$  по сравнению со значениями, приведенными в таблице, что можно связать, главным образом, с низким качеством прижимного контакта источника в полупроводниковом преобразователе. Необходимо также учесть и возможность утечки по боковым граням полупроводниковой структуры.

## Заключение

В настоящей работе экспериментально подтверждена возможность использования структур элементов

кремниевых солнечных батарей в качестве элементов бета-вольтаики. Источником бета-излучения служил  $^{63}\text{Ni}$ . С помощью пакета Sentaurus TCAD на основе конструкции элемента солнечной батареи выполнено моделирование кремниевой структуры бета-вольтаической ячейки и оптимизированы такие ее параметры, как толщина подложки, уровень ее легирования, толщины  $n^+$ - и  $p^+$ -областей. Определены характерные глубины и темп генерации неравновесных носителей, образующихся под действием бета-излучения. Рассчитаны основные параметры элемента электропитания в виде бета-вольтаической ячейки с нанесенным слоем  $^{63}\text{Ni}$  с лицевой и тыльной стороны. Достижение востребованных потребителями параметров электропитания может быть обеспечено применением последовательного соединения бета-ячеек, собранных в стек (стопку) (так называемая этажерочная сборка [25]). Оценки показывают, что такой тип конструктивного решения более прост и эффективен, чем создание непланарных структур с  $p$ - $n$ -переходами по всей поверхности микро- и/или наноколонн или колодцев на поверхности полупроводника [26,27]. При этом следует ожидать, что в системе последовательно соединенных бета-вольтаических ячеек с близкими физическими свойствами отдельных ячеек в батарее из  $N$ -ячеек напряжение холостого хода и максимальная выходная мощность возрастут в  $N$  раз. Для практической реализации данного подхода следует решить задачи повышения активности источников на основе  $^{63}\text{Ni}$ , а также разработки промышленной технологии нанесения тонких ( $0.1$ – $0.2\ \mu\text{m}$ ) слоев материала источника (химия, электрохимия, центрифугирование и др.) на поверхность полупроводника. Представляет значительный интерес исследование возможности создания ячеек на основе широкозонных полупроводников ( $\text{SiC}$  и  $\text{GaN}$ ), так как эффективность генерации носителей бета-излучением в них почти в 2 раза выше, чем в кремнии. Батарейки на основе этих материалов могут работать в диапазоне температур  $-50^\circ\text{C}$ – $+50^\circ\text{C}$  и обладают более высокой радиационной стойкостью.

Авторы выражают благодарность коллективу Института материалов современной энергетики и нанотехнологии РХТУ им. Д.И. Менделеева, ученым Физико-технологического института РАН, К.В. Руденко и В.Ф. Лукичеву, ООО „Солнечный ветер“ <http://solwind.ru/>, предоставившему ячейки солнечных элементов, а также сотруднику этой компании А.М. Ситникову за активное участие в экспериментальной работе, компании ЗАО „Ритверс“ <http://ritverc.ru/> за предоставление источника излучения и лично В.Ю. Кирееву за полезные консультации.

Работа выполнена в рамках Соглашения о предоставлении субсидий № 14.577.21.0008 от 05.06.2014 г. (идентификационный номер проекта RFMEF157714X0008) при финансировании Министерства образования и науки РФ.

## Список литературы

- [1] *Rappaport P.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 93. P. 246–247.
- [2] *Olsen L.C.* // Proc. 9th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference. 1974. P. 754.
- [3] *Olsen L.C., Cabauy P., Elkind B.J.* // Phys. Today. 2012. Vol. 65. N 12. P. 35–38.
- [4] *Guo H., La A.* // The 12th Internat. Conf. Sol. Stat. Sensors. Boston. 2003. P. 36–39.
- [5] *Ulmen B., Desai P.D., Moghaddam S., Miley G.H., Masel R.I.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2009. Vol. 282. N 2. P. 601–604.
- [6] *Liu Y., Hu R., Yang Y., Wang G., Luo S., Liu N.* // Appl. Radiat. Isotop. 2012. Vol. 70. P. 438–441.
- [7] *Gao H., Luo S., Zhang H., Wang H., Fu Z.* // Energy. 2013. Vol. 51. P. 116–122.
- [8] *Chu J., Piao X.* // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. 2009. Vol. 8. N 2. P. 021 180.
- [9] *Kai Wu, Changhong Dai, Hang Guo.* // 6th IEEE Intern. Conf. Nano/ Micro Engineer. Molec. Systems. 2011. P. 724–727.
- [10] *Tang X., Ding D., Liu Y., Chen D.* // Sci. China. Tech. Sci. 2012. Vol. 55. N 4. P. 990–996.
- [11] *Zuo G., Zhou J., Ke G.* // Appl. Radiat. Isot. 2013. Vol. 82. P. 119–125.
- [12] *Munson C.E., Arif M., Streqe J., Belahsene S., Martinier A., Romdane A., Gmili Y.E., Salvastrinr J.P., Voss P.L., Ougazzaden A.* // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118. P. 105 101.
- [13] *Murashv V.N., Mordkovich V.N., Legotin S.A., Rabinovich O.I., Krasnov A.A.* // J. Nano Electron. Phys. 2014. Vol. 6. N 4. P. 04 012.
- [14] *Бете Г.* Квантовая механика. М.: Мир, 1965. 333 с.
- [15] *Беспалов В.И.* Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. 369 с.
- [16] *Pay Э.И.* Моделирование взаимодействия электронного пучка с веществом методом Монте-Карло. М.: Изд-во физического факультета МГУ, 2012. 35 с.
- [17] *Everhart T.E., Hoff P.H.* // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 13. P. 5837–5846.
- [18] *Fermi E.* // IL Nuovo Cimento. 1934. Vol. 11. N 1. P. 1–10.
- [19] *Mott N.F., Massey H.S.W.* // Amer. Math. Soc. 1934. Vol. 40. N 5. P. 369–370.
- [20] *Klein C.A.* // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 4. P. 2029–2038.
- [21] *Wu K., Dai C.* // IEEE Intern. Conf. Nano/Micro Engineer. and Molecul. System. 2011 P. 724–727.
- [22] *Revankar S.T., Adams T.E.* // J. Energ. Power Sources. 2014. Vol. 1. N 6. P. 321–329.
- [23] *Chen H., Yin J., Li D.* // J. Semicond. 2011. Vol. 32. N 8. P. 084 006.
- [24] *Liu P., Chang Y., Zhang J.* // J. Micromech. Microeng. 2014. Vol. 24. P. 1–7.
- [25] *Batchelder Geoffrey D.* (Chandler, AZ, US), Betavoltaic power converter die stacking, United States Patent Application 20110291210, 12.01.2011.
- [26] *Chandrashekhar M.V.S., Christopher Ian Thomas, Michael G. Spencer.* Betavoltaic cell, US7663288 B2, 16.02.2010.
- [27] *Заддэ В.В., Пустовалов А.А., Пустовалов С.А., Цветков Л.А., Цветков С.И.* Полупроводниковый преобразователь бета-излучения в электроэнергию. Патент РФ № 2452060, 27.05.2012.