

5	6,3	2,4	1375	400	12,5—14	16,5	1,2
---	-----	-----	------	-----	---------	------	-----

Качество исходного материала КРТ, технология и топология ФЧЭ позволили реализовать указанные параметры при малых токах смещения на

фоторезисторе и таким образом обеспечить тепловыделения ФЧЭ не более 20 мВт, что существенно при использовании радиационного охладителя.

Статья поступила в редакцию 15 марта 2007 г.

The photodetective assembly with radiative cooling LWIR MCT photoresistor

I. D. Burlakov, G. T. Popovyan, Y. S. Troshkin, Y. P. Sharonov
Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

The results of development of photodetective assembly with radiative cooling LWIR MCT photoresistor for spectral range 2—16 μm , working at temperature interval 80—100 K, are given. The photodetective assembly intends for IR Fourier-Spectrometr IRFS-2, using for spectral analysis of the Earth radiation in range 2—16 μm . PA at temperature 80 K have in maximum spectral response (14 μm) the specific detectivity $D^(\lambda_{\text{max}} 10 \text{ кГц}, 1) = (3—4) \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вм}^{-1}$.*

УДК 621.315.592

Расчет фоточувствительности пористого кремния для оптоэлектронных устройств

Л. С. Монастырский, Б. С. Соколовский
Львовский национальный университет им. Ивана Франко, г. Львов, Украина

Представлена новая теоретическая модель фоточувствительности пористого кремния, в которой учитывается рекомбинация фотоносителей на поверхности сферических пор. В предположении однородной генерации фотоносителей и диффузионного характера их движения получена формула для фотопроводимости пористого полупроводника. Показано, что фоточувствительность пористого кремния сильно зависит от скорости рекомбинации фотоносителей на поверхности пор, их радиуса и среднего расстояния между порами.

В настоящее время пористый кремний прочно входит в арсенал перспективных и активно разрабатываемых материалов оптоэлектроники, что связано с возможностью создания на его основе светоизлучающих и фоточувствительных структур [1—5]. Наряду с применением фотовольтаического способа регистрации излучения пористым кремнием [6—9] значительный интерес представляют фоточувствительные структуры из пористого кремния, основанные на изменении фотопроводимости под воздействием внешних факторов, например различных газовых сред. Такие структуры могут использоваться как эффективные газовые сенсоры [8, 9]. Для прогнозирования параметров таких сенсоров необходимо знать зависимость фотопроводимости пористого кремния от состояния поверхности, изменяющейся под воздействием газовой среды, а также степени пористости материала. В данной работе предложена феноменологическая модель фотопроводимости пористого кремния, в которой учитываются рекомбинационные потери фотоносителей на разветвленной внутренней поверхности пористого кремния с макроскопическими размерами пор.

топроводимости пористого кремния от состояния поверхности, изменяющейся под воздействием газовой среды, а также степени пористости материала. В данной работе предложена феноменологическая модель фотопроводимости пористого кремния, в которой учитываются рекомбинационные потери фотоносителей на разветвленной внутренней поверхности пористого кремния с макроскопическими размерами пор.

Математическая постановка задачи

Рассмотрим модель полупроводника для конкретности p -типа проводимости, в котором равномерно распределены сферические поры радиуса r_0 .

Среднее расстояние между центрами пор равно $2R$. Предполагается, что на полупроводник падает свет, создающий электронно-дырочные пары, число которых не зависит от координаты и в единице объема равно G . Такая ситуация реализуется при слабом поглощении света ($\alpha l \ll 1$, где α — коэффициент поглощения света, l — толщина образца).

Вследствие повышенной рекомбинации фотоносителей на поверхностях пор в полупроводнике устанавливается неоднородное распределение фотоносителей и имеет место амбиполярная диффузия фотоносителей к порам. Пространственное распределение концентрации фотоносителей Δn в предположении соблюдения сферической симметрии в области $r_0 \leq r \leq R$ описывается уравнением

$$\frac{d^2 \Delta n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d \Delta n}{dr} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = -\frac{\tau_n G}{L_n^2}, \quad (1)$$

где L_n — диффузионная длина электронов;

τ_n — время их жизни.

Уравнение (1) необходимо дополнить двумя граничными условиями, одно из которых описывает рекомбинацию носителей на поверхности поры

$$\frac{d \Delta n(r_0)}{dr} = \frac{S \tau_n}{L_n^2} \Delta n(r_0), \quad (2)$$

где S — скорость поверхностной рекомбинации фотоносителей, которая зависит от физико-химического состояния поверхности поры, в частности от присутствия в порах молекул газа, которые могут изменять электростатический поверх-

ностный потенциал и как следствие — темп рекомбинации фотоносителей.

Второе граничное условие вытекает из симметрии задачи, а именно из того факта, что посередине между порами концентрация фотоносителей достигает максимального значения

$$\frac{d \Delta n(R)}{dr} = 0. \quad (3)$$

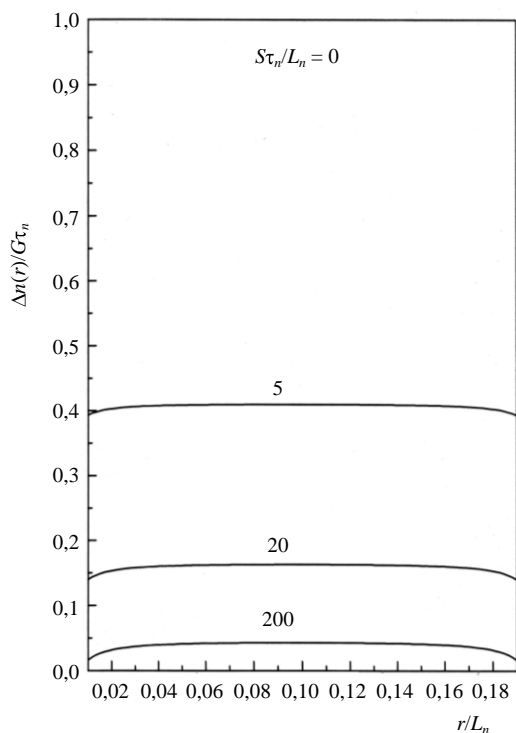
Решение уравнения (1) с граничными условиями (2), (3) имеет вид

$$\Delta n(r) = - \left\{ \bar{S} \tau_n r_0 G \times \left[\left(\frac{1}{L_n} + \frac{1}{R} \right) \exp \frac{r-R}{L_n} + \left(\frac{1}{L_n} - \frac{1}{R} \right) \exp \left(-\frac{r-R}{L_n} \right) \right] \right\} / \left[2r \left\{ \left[\frac{1}{L_n} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{R} \right) + \frac{\bar{S}}{L_n} \right] \cosh \frac{R-r_0}{L_n} - \left[\frac{1}{r_0 R} - \frac{1}{L_n^2} + \frac{\bar{S}}{R} \right] \sinh \frac{R-r_0}{L_n} \right\} \right] + \tau_n G, \quad (4)$$

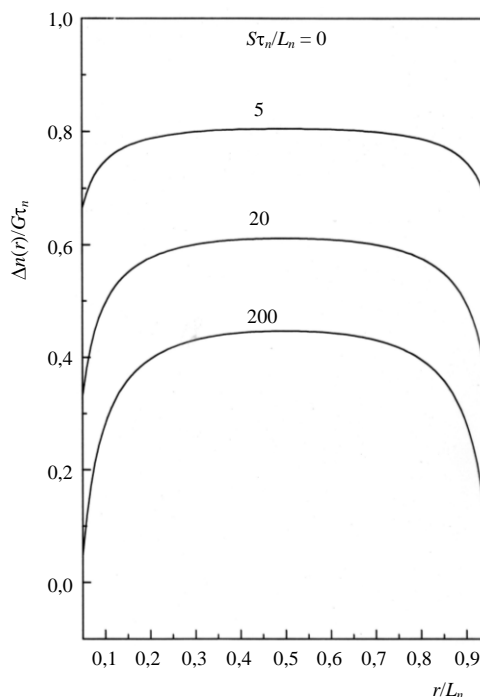
где $\bar{S} = \frac{S \tau_n}{L_n^2}$.

Анализ результатов

Из уравнения (4) вытекает, что с увеличением скорости поверхностной рекомбинации концентрация фотоносителей уменьшается в каждой точке полупроводника, причем на поверхности поры она принимает минимальное значение (рис. 1).



а



б

Рис. 1. Координатные зависимости концентрации фотоносителей для различных значений скорости поверхностной рекомбинации при $R/L_n = 0,1$ (а) и $R/L_n = 0,5$ (б)

Найдем среднюю концентрацию $\langle \Delta n \rangle$, которая определяет фотопроводимость (фоточувствительность) пористого полупроводника ($\sigma_{ph} \sim \langle \Delta n \rangle$). Для этого необходимо рассчитать полное число фотоносителей в “элементарной ячейке” полупроводника, которая представляет собой куб со стороной $2R^*$, определяемой равенством

$$R^* = 2R / (1 + \sqrt{3}) \approx 0,73R.$$

Использование такой длины позволяет уменьшить ошибку при расчете фотопроводимости, возникающую из-за нарушения сферической симметрии в центральных областях между порами, которое заметно проявляется, когда расстояние R сравнимо или меньше диффузионной длины электронов.

Число фотоносителей в сферическом слое, ограниченном сферами радиуса r_0 и R^* , проще всего найти не непосредственным интегрированием (4), а применяя к уравнению непрерывности (1) теорему Остроградского—Гаусса с учетом граничных условий (2) и (3)

$$4\pi \int r^2 \Delta n(r) dr = \frac{4\pi}{3} R^{*3} - r_0^3 \tau_n G - 4\pi r_0^2 L_n^2 \bar{S} \Delta n(r_0).$$

Кроме того, надо учитывать фотоносители в тех частях “элементарной ячейки”, которые находятся за пределами сферы радиуса R^* . Принимая во внимание тот факт, что градиент концентрации фотоносителей уменьшается по мере удаления от поверхности поры, концентрацию в указанных областях можно считать постоянной и равной $\Delta n(R)$. В результате для средней концентрации фотоносителей получаем выражение

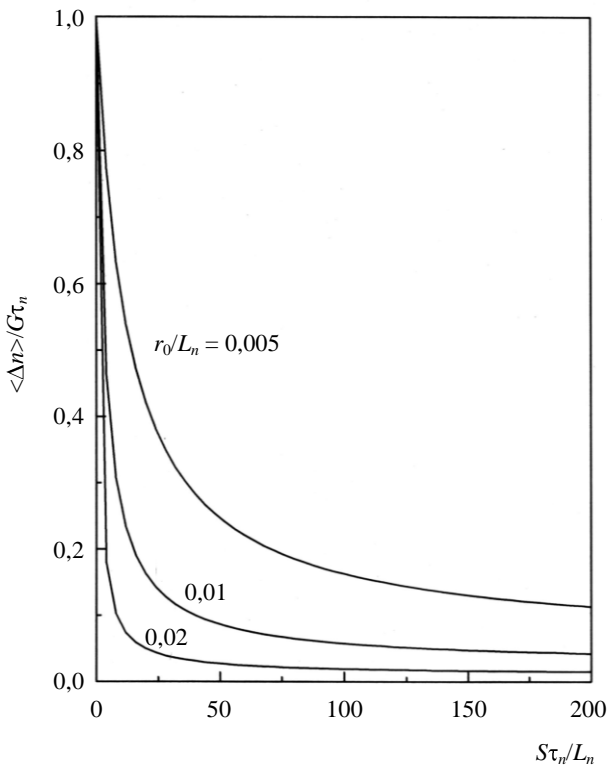
$$\langle \Delta n \rangle = G \tau_n \times \left[1 - \frac{R^{*3} (6 - \pi) - \Delta n(R) + 3\pi r_0^2 L_n^2 \bar{S} \Delta n(r_0)}{6R^{*3} - \pi r_0^3} \right], \quad (5)$$

в которое входят значения функции (4) только в точках r_0, R .

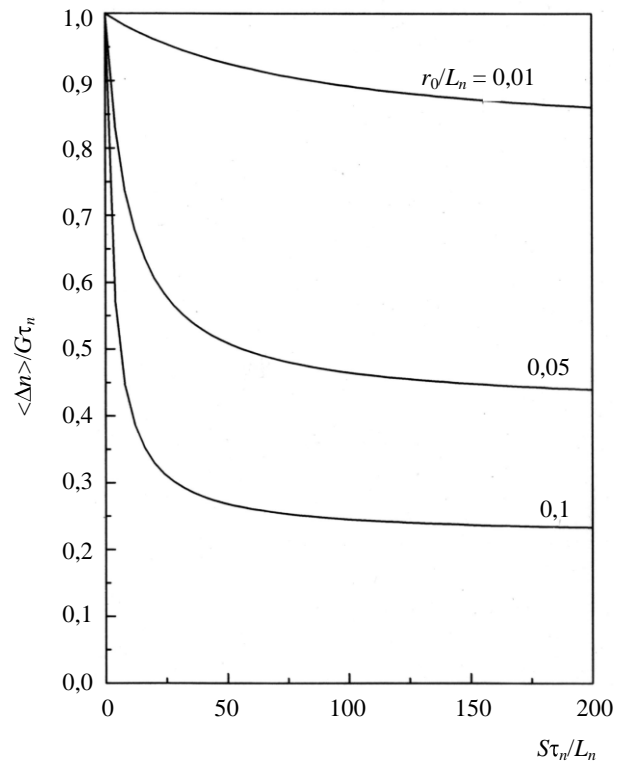
Заметим, что при отсутствии поверхностной рекомбинации концентрация фотоносителей в каждой точке полупроводника постоянна

$$\Delta n(r) = \langle \Delta n \rangle = G \tau_n.$$

Зависимости $\langle \Delta n \rangle$ от скорости поверхностной рекомбинации для различных значений r_0, R монотонно уменьшаются с ростом r_0 и выходят на насыщение при больших значениях $\bar{S} \gg L_n^{-1}, r_0^{-1}$ (рис. 2).



а



б

Рис. 2. Зависимости фотопроводимости от скорости поверхностной рекомбинации для различных значений радиуса пор при $R/L_n = 0,1$ (а) и $R/L_n = 0,5$ (б)

В граничном случае больших скоростей поверхностной рекомбинации ($\bar{S} \gg L_n^{-1}, r_0^{-1}$) рекомбинационные потери фотоносителей составляют

$$\begin{aligned} \bar{S} \Delta n(r_0) = & \tau_n G \frac{\frac{1}{L_n} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{R} \right) - \left(\frac{1}{r_0 R} - \frac{1}{L_n^2} \right) \tan h \frac{R-r_0}{L_n}}{\frac{1}{L_n} - \frac{1}{R} \tan h \frac{R-r_0}{L_n}} \times \\ & \times \left[1 + \frac{1}{\bar{S} L_n} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{R} \right) - \frac{1}{\bar{S}} \left(\frac{1}{r_0 R} - \frac{1}{L_n^2} \right) \tan h \frac{R-r_0}{L_n} \right], \end{aligned}$$

т. е. уменьшаются с ростом среднего расстояния между порами (рис. 3).

Заключение

Получено аналитическое выражение для фоточувствительности пористого кремния в условиях освещения, характеризующегося однородной функцией генерации фотоносителей. Это выражение определяет фотопроводимость пористого кремния как функцию от скорости поверхностной рекомбинации фотоносителей, радиуса пор и среднего расстояния между ними. Показано, что в случае больших значений скорости поверхностной рекомбинации и расстояния между порами имеет место квадратичное уменьшение фотопроводимости при увеличении относительного размера пор. Данная модель может быть применена и к другим пористым полупроводникам, проявляющим биполярную фотопроводимость.

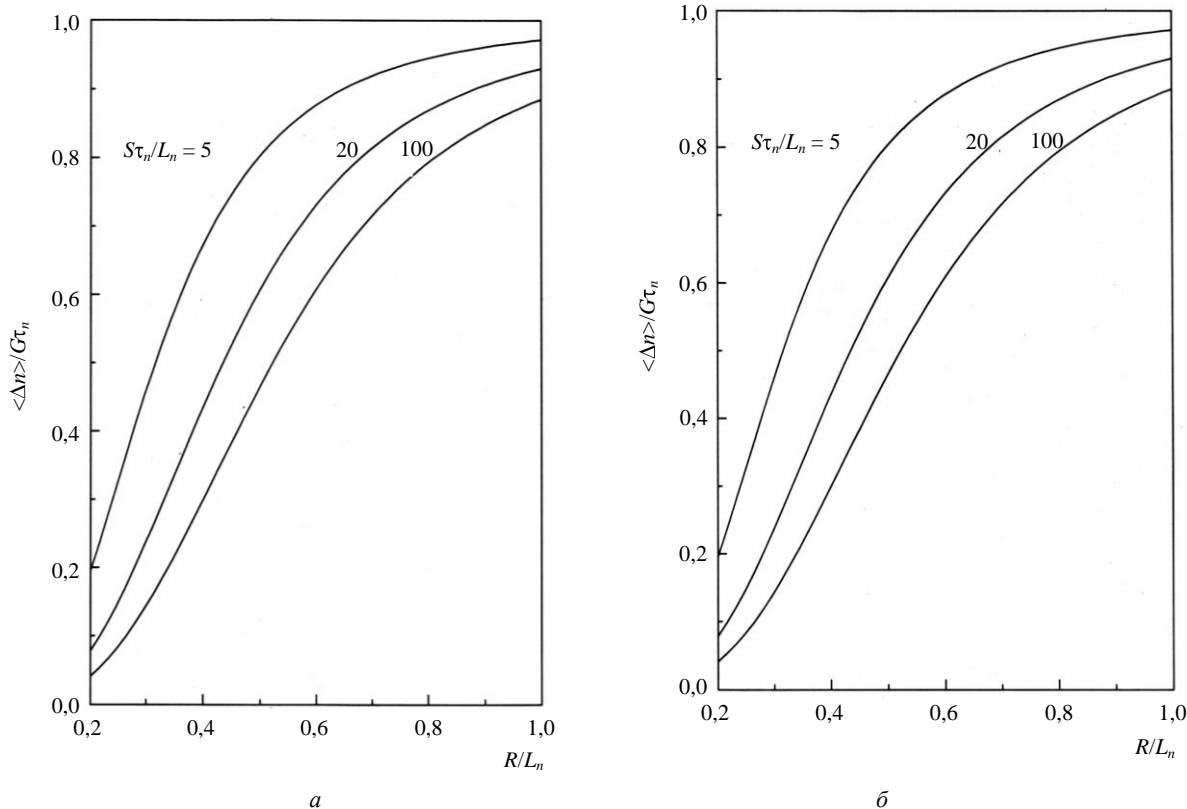


Рис. 3. Зависимости фотопроводимости от среднего расстояния между порами для различных значений скорости поверхностной рекомбинации при $r_0/L_n = 0,01$ (а) и $r_0/L_n = 0,05$ (б)

При $\bar{S} \rightarrow \infty$, $R \gg r_0, L_n$ из (4) и (5) получаем асимптотическое выражение для средней концентрации фотоносителей

$$\langle \Delta n \rangle \approx \tau_n G \left(1 - 1,27 \pi \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 \right).$$

Таким образом, при значительных расстояниях между порами и больших скоростях поверхностных рекомбинаций фоточувствительность уменьшается с ростом радиуса пор по квадратичному закону.

Литература

1. Properties of Porous Silicon/ Ed. by L. Canham. — DERA, Malvern, UK, 1997.
2. Монастырский Л. С. // УФЖ. 2001. Т. 46. № 1. С. 97.

3. Свечников С. В., Каганович Е. Б., Маноїлов Е. Г. // Физика полупр., квант. электроника и оптоэлектроника, 1998. Т. 1. С. 13.
4. Ozaki T., Araki M. Y., Loshimura S., Koyama H., Koshida N. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 3. P. 1986.
5. Monastyrsky L., Lesiv T., Olenych I. // Thin Solid Films. 1999. V. 343—344. P. 335.
6. Monastyrsky L., Parandii P., Panasiuk M. // Proc. SPIE. 2000. V. 4425. P. 347.

7. Monastyrsky L. S., Savchyn V. P., Parandii P. P. // Ibid. V. 4355. P. 67.
8. Биленко Д. И., Белобровая О. Ю., Жарикова Е. А., Терин Д. Б., Хасина Е. И. // ФТП. 2005. Т. 39. № 7. С. 834.
9. Bratkowski A., Korcala F., Lukasik Z., Borowski P., Bal W. // Opto-Electronics Review. 2005. V. 13. № 1. P. 35.

Статья поступила в редакцию 15 марта 2007 г.

Calculation of photosensitivity of porous silicon for optoelectronic devices

L. S. Monastyrsky, B. S. Sokolovsky
Ivan Franko National University, Lviv, Ukraine

It has been developed a new theoretical model for the photosensitivity of porous silicon which takes into account the recombination of photocarriers at the surfaces of spherical pores. An expression for the semiconductor photoconductivity has been derived under assumption of uniform generation of photocarriers and diffusion character of their movement. The photosensitivity of porous silicon has been shown to strongly depend on the velocity of photocarriers recombination at the pore's surfaces, radius of pores and average distance between pores.

УДК 621.383.4/5:621.383.52

Схема считывания с электронным управлением для матриц фотодиодов среднего ИК-диапазона

В. П. Рева
Институт микроприборов НАН Украины, Киев, Украина

Ф. Ф. Сизов
Институт физики полупроводников НАН Украины им. В. Е. Лашкарева, Киев, Украина

Обсуждены проблемы проектирования схем считывания для матриц ИК-фотодиодов диапазона длин волн 3—5 мкм и их потенциальные функциональные возможности. Обоснован выбор маршрута изготовления схемы считывания для матрицы фотодиодов формата 128×128 и рассмотрены конструктивные особенности данной схемы, а также приведены ее характеристики.

До настоящего времени наиболее распространенной технологией изготовления многоэлементных ИК-фотоприемников являлась гибридная технология. Важная составляющая такой технологии — проектирование и изготовление кремниевых схем считывания к многоэлементным и матричным фотодиодным приемникам излучения. Несмотря на наличие на рынке полноформатных "смотрящих" ФПУ размером 1024×1024 элементов и более, матрицы небольшого формата 128×128 находят применение в недорогих промышленных и специальных устройствах. Для их успешного

использования они должны включать определенный набор функций управления, в том числе выборку "мертвых" элементов, и не требовать сложного электронного обрамления. Особенности проектирования одной из разновидностей кремниевых схем считывания для ФПУ среднего диапазона длин волн ($\lambda \approx 3—5$ мкм) фотодиодных ИК-приемников излучения и характеристики спроектированной большой интегральной схемы (БИС) считывания для матриц фотодиодов формата 128×128 рассмотрены ниже.