

УДК 621.315.592

Исследования кинетики неравновесных носителей в полупроводнике при периодическом оптическом возбуждении

© Е. В. Никишин¹, Е. Е. Пескова²

Аннотация. В статье проведены теоретические исследования среднего значения неравновесной концентрации свободных носителей в полупроводнике при периодическом оптическом возбуждении. Расчеты сделаны для кремния, легированного золотом. Среднее значение концентрации свободных носителей зависит от частоты и формы импульсов возбуждения.

Ключевые слова: механизмы рекомбинации, кинетика фотопроводимости, Si, Au, рекомбинационные центры, периодическое возбуждение

Механизмы рекомбинации носителей заряда в кремнии, существенным образом определяющие кинетику фотопроводимости, изучены достаточно хорошо. При малых и средних уровнях инжекций, как правило, имеет место линейный закон рекомбинации. То есть скорость рекомбинации дырок $g_p(t)$ и электронов $g_n(t)$, концентрации которых Δn и Δp , пропорциональна их избыточной концентрации: $g_p(t) = \Delta p/\tau_p$, $g_n(t) = \Delta n/\tau_n$. Здесь τ_p и τ_n — времена жизни дырок и электронов; при линейном законе рекомбинации $\tau_p = const$ и $\tau_n = const$. Увеличение уровней инжекции приводит к нелинейным законам рекомбинации неравновесных носителей заряда ($\tau_p = \varphi_p(n, p)$, $\tau_n = \varphi_n(n, p)$), обусловленной межзонной рекомбинацией, безызлучательной экситонной рекомбинацией, межзонной Оже – рекомбинацией. Нелинейность закона рекомбинации может быть связана с рекомбинацией через глубокие центры (рекомбинация Шокли – Рида), наличием концентраций мелких доноров и акцепторов [1]–[6].

В работе [7] показано, что при неизменной средней величине освещенности возбуждающего излучения, среднее значение концентрации неравновесных носителей (КНН) и эффективность фоторезистора, как приемника света, увеличивалась с увеличением частоты модуляции возбуждающего излучения. Объяснение эффекта связано с нелинейной рекомбинацией. Кинетические процессы моделировались нелинейным дифференциальным уравнением первого порядка. Физические причины изменения среднего значения КНН в полупроводнике при изменении частоты модуляции света, при условии постоянной средней освещенности, связаны с различной скоростью процессов разгорания и затухания фотопроводимости, и, соответственно, различными постоянными времени нарастания (τ_i) и затухания (τ_a). Аналогичная ситуация возникает при возбуждении газоразрядных источников света высокочастотными модулированными электромагнитными импульсами. Изменение частоты модуляции приводит к изменению интенсивности свечения, следовательно, КПД источника при постоянной подводимой мощности [8].

Проведено исследование зависимости удельной проводимости от периода возбуждающих оптических импульсов. Полагалось, что поверхностные явления слабо сказываются на рекомбинационных явлениях, так же отсутствуют неоднородности в распределении дефектов и примесей в объеме полупроводника. Это без существенного ограничения общности позволяет описывать кинетические явления системой нелинейных обыкновенных

¹ Доцент кафедры экспериментальной физики, Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, г. Саранск; nikishin57@mail.ru

² Ассистент кафедры прикладной математики, дифференциальных уравнений и теоретической механики, Мордовский государственный университет имени Н. П. Огарева, г. Саранск; Lizanika@mail.ru.

дифференциальных уравнений:

$$\frac{dn}{dt} = g(\omega t) - R_n(p, n), \quad (1.1)$$

$$\frac{dp}{dt} = g(\omega t) - R_p(p, n), \quad (1.2)$$

$$\frac{df_j}{dt} = \sigma_{nj}(n(1 - f_j) - n_{1j}f_j) - \sigma_{pj}(pf_j - p_{1j}(1 - f_j)), \quad (1.3)$$

$$R_n(p, n) = A(pn - n_i^2) + B_n n(np - n_i^2) + B_p p(np - n_i^2) + \sum_j [N_j \sigma_{nj}(n(1 - f_j) - n_{1j}f_j)], \quad (1.4)$$

$$R_p(p, n) = A(pn - n_i^2) + B_n n(np - n_i^2) + B_p p(np - n_i^2) + \sum_j [N_j \sigma_{pj}(pf_j - p_{1j}(1 - f_j))], \quad (1.5)$$

здесь $g(\omega t)$ — темп генерации носителей заряда, функция периодическая с периодом $T = 2\pi/\omega$; $R_n(p, n)$ и $R_p(p, n)$ — скорости рекомбинации электронов и дырок; n_{1j} и p_{1j} численно равны концентрации электронов и дырок, когда уровень Ферми совпадает с уровнем ловушки; N_j и f_j — концентрация примесных центров j — типа и вероятность нахождения на нем электрона; σ_{nj} и σ_{pj} — вероятности захвата электронов и дырок примесными центрами; A , B_n , B_p — коэффициент межзонной рекомбинации и коэффициенты Оже-рекомбинации соответственно.

Среднее значение темпа генерации, вызванного оптическим излучением, выбиралось не зависящим от частоты следования импульсов: $\langle g_i \rangle = \int_t^{t+T} g_i(\omega t) dt / T = const$ Возбуждение осуществлялось импульсами различной формы, вид которых представлен на рис. 1. Для кривой 1 имеем $g_1(\omega t) = \langle g \rangle (1 - \cos(2\pi t/T))$. Для кривой 2 — $g_2(\omega t) = 2 \langle g \rangle$ при $(n+1/4)T < t < (n+1/4)T + T/2 \cup g_2(\omega t) = 0$ при $(n+1/4)T + T/2 < t < (n+1/4)T + T$. Для кривой 3 — $g_3(\omega t) = 3.14 \langle g \rangle |\cos(2\pi t/T)|$ при $(n+1/4)T < t < (n+1/4)T + T/2 \cup g_3(\omega t) = 0$ при $(n+1/4)T + T/2 < t < (n+1/4)T + T$. Для кривой 4 — $g_4(\omega t) = 6 \langle g \rangle$ при $(n+1/4)T < t < (n+1/4)T + T/6 \cup g_4(\omega t) = 0$ при $(n+1/4)T + T/6 < t < (n+1/4)T + T$.

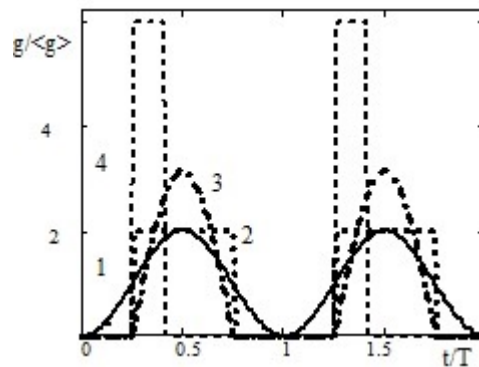
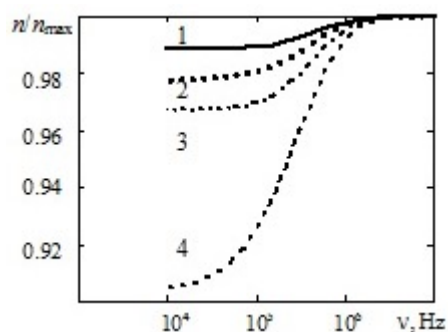


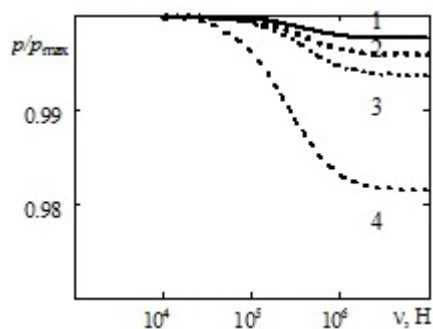
Рис. 1 Форма импульсов возбуждения.

На рис. 2а и 2б представлены зависимости неравновесных концентраций электронов и дырок от частоты следования импульсов света одинаковой средней интенсивности, темп генерации которых описывается функциями приведенными выше. Расчеты проведены для полупроводника, параметры которого соответствуют кремнию легированному

золотом и мелкими примесными центрами, являющимися уровнями прилипания. Известно, что золото в кремнии является амфотерной примесью, то есть, формирует донорный ($E_v + 0.35 \text{ eV}$; $(0/+)$) и акцепторный ($E_c - 0.55 \text{ eV}$; $(-/0)$) глубокие уровни [2]. В работе [1] показано, что в кремнии n -типа за эти уровни отвечают разные центры. В частности, акцепторный уровень является следствием образования пар с мелкими донорами. Вероятности захвата электронов и дырок соответственно равны: $\sigma_{na} = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{pa} = 1,1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{nd} = 6,3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, $\sigma_{pd} = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [2]. Существует так же достаточно медленная реакция захвата электрона нейтральным донорным центром золота [6]. Численными методами исследовались уравнения 1 – 3, затем рассчитывались средние значения концентраций электронов и дырок. Для кривых рис. 2а, 2б использованы следующие параметры: $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\langle g \rangle = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.



а)



б)

Рис. 2. Зависимости концентрации электронов и дырок от частоты следования возбуждающих оптических импульсов: 1 – $g = g_1(\omega t)$; 2 – $g = g_2(\omega t)$; 3 – $g = g_3(\omega t)$; 4 – $g = g_4(\omega t)$.

При малых частотах внешнего возбуждения, когда ω КНН могут быть найдены из системы уравнений:

$$g(\omega t) - R_n(p, n) = 0, \tag{1.6}$$

$$g(\omega t) - R_p(p, n) = 0, \tag{1.7}$$

$$\sigma_{nj}(n(1 - f_j) - n_{1j}f_j) - \sigma_{pj}(pf_j - p_{1j}(1 - f_j)) = 0, \tag{1.8}$$

среднее значение КНН:

$$\langle p \rangle = (T)^{-1} \int_t^{t+T} p(\omega t) dt, \quad \langle n \rangle = (T)^{-1} \int_t^{t+T} n(\omega t) dt. \quad (1.9)$$

Для нахождения среднего значения КНН при больших частотах внешнего возбуждения можно использовать систему уравнений:

$$\langle g(\omega t) \rangle - R_n(\langle p \rangle, \langle n \rangle) = 0, \quad (1.10)$$

$$\langle g(\omega t) \rangle - R_p(\langle p \rangle, \langle n \rangle) = 0, \quad (1.11)$$

$$\sigma_{nj}(\langle n \rangle (1 - \langle f_j \rangle) - n_{1j} \langle f_j \rangle) - \sigma_{pj}(\langle p \rangle \langle f_j \rangle - p_{1j} (1 - \langle f_j \rangle)) = 0, \quad (1.12)$$

Концентрация электронов на несколько порядков превышает концентрацию избыточных дырок. В связи с этим зависимости удельной проводимости от частоты повторяют зависимости избыточной концентрации электронов от частоты. Переход системы от равновесного состояния к стационарному характеризует постоянная времени τ_i ; от стационарного к равновесному — τ_a . Если $\tau_a > \tau_i$, то среднее значения КНН увеличивается с увеличением частоты следования оптических импульсов, если $\tau_a < \tau_i$, то — уменьшается. Для кривых 1 – 4 рис. 2а выполняется неравенство $\tau_{an} > \tau_{in}$. При этом среднее значение концентрации электронов увеличивается с увеличением частоты. Для кривых 1 – 4 рис. 2б выполняется неравенство $\tau_{ap} < \tau_{ip}$. При этом среднее значение концентрации дырок уменьшается с увеличением частоты. По зависимостям $\langle p \rangle = \langle p(\omega) \rangle$, $\langle n \rangle = \langle n(\omega) \rangle$ можно судить о законе рекомбинации электронов и дырок.

На зависимости $\langle p \rangle = \langle p(\omega) \rangle$, $\langle n \rangle = \langle n(\omega) \rangle$ существенно влияет форма светового импульса, то есть вид функции $g = g(\omega t)$. Введем понятие математического ожидания и дисперсии для возбуждающего импульса. Используем при этом относительные единицы:

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{\langle g(2\pi\tau) \rangle} \int_0^{2\pi} \tau \cdot g(2\pi\tau) d\tau, \quad D = \frac{1}{\langle g(2\pi\tau) \rangle} \int_0^{2\pi} (\tau - \langle \tau \rangle)^2 \cdot g(2\pi\tau) d\tau. \quad (1.13)$$

Для импульсов 1 – 4, изображенных на рис. 1 соответственно имеем: $\langle \tau_1 \rangle = 0.5$, $\langle \tau_2 \rangle = 0.5$, $\langle \tau_3 \rangle = 0.5$, $\langle \tau_4 \rangle = 1/3$, $D_1 = 0.033$, $D_2 = 0.021$, $D_3 = 0.012$, $D_4 = 2.36 \cdot 10^{-3}$. Уменьшение величины дисперсии импульсов возбуждения приводит к увеличению отношения среднего значения концентрации неравновесных электронов при больших частотах возбуждения к их средней концентрации при малых частотах. Для неравновесных дырок отношение аналогичных концентраций уменьшается.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lang D. V., Grimmeiss H. G., Meijer E., Jaros M., “Complex nature of gold-related deep levels in silicon”, *Phys. Rev.*, 1980, № 22, 3917 – 3925.
2. Милнс А., *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*, Мир, М., 1977, 568 с.
3. Блекмор Д., *Статистика электронов в полупроводниках*, Мир, М., 1964, 392 с.

4. Бородовский П. А., Булдыгин А. Ф., Голод С. В., “Аномальная релаксация фотопроводимости в кремнии при высоких уровнях инжекции”, *ФТП*, **43**:3 (2009), 329 – 331.
5. Горюнов В. А., Гришаев В. Я., Никишин Е. В., “Об изменении времен жизни носителей заряда при импульсном фотовозбуждении в кремнии с глубокими примесными центрами”, *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*, 2011, № 4, 118 – 126.
6. Баграев Н. Т., “Туннельные центры с отрицательным U и фотостимулированные реакции в полупроводниках”, *Письма в ЖЭТФ*, **39**:5 (1984), 211 – 213.
7. Denisov B. N., Nikishin E. V., “Investigations of the Kinetics of Nonequilibrium Carriers in a Semiconductor by the Average Value of the Photoconductivity under Periodic Optical Excitation”, *Semiconductors*, **48**:2 (2014), 163 – 166.
8. Денисов Б. Н., Гришаев В. Я., Никишин Е. В., “Способ питания безэлектродного источника света”, *Авт. свидет. №1723676*, 1992.

Investigation of the kinetics of nonequilibrium carriers in semiconductors under periodic optical excitation.

© E. V. Nikishin³, E. E. Peskova⁴

Abstract. In this paper theoretical investigations of the mean value of non-equilibrium concentration of uncombined carriers in a semiconductor under the periodical optical excitation are carried out. Calculations are made for silicon doped with gold. The median concentration of free carriers depends on the frequency and shape of the excitation pulses.

Key Words: the recombination mechanisms, the kinetics of photoconductivity, Si, Au, recombination centers, periodic excitation.

³ Associate professor of Experimental Physics Chair, Mordovian State University after N. P. Ogarev, Saransk; Nikishin57@mail.ru

⁴ Assistant of Applied Mathematics, Differential equations and Theoretical mechanics Chair, Mordovian State University after N. P. Ogarev, Saransk; Lizanika@mail.ru.