

О границах применимости способа восстановления временной формы модулированных оптических сигналов с частотой выше граничной частоты фоторезистора

© Е.В. Никишин[¶]

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430005 Саранск, Россия

(Получена 21 ноября 2013 г. Принята к печати 20 января 2014 г.)

Исследованы границы применимости способа восстановления временной формы оптического сигнала, интенсивность которого меняется с частотой ω , большей обратного времени жизни основных носителей заряда. Проведены теоретические исследования искажений, возникающих при регистрации модулированных оптических сигналов. При расчетах использованы параметры, характерные для фотоприемника, изготовленного на основе кремния с рекомбинационными центрами индия. Увеличение ω уменьшает нелинейные, частотные и фазовые искажения. Полученные выводы могут быть использованы для изучения периодических процессов другой природы.

При регистрации оптического сигнала полупроводниковыми фотоприемниками зависимость тока от времени, как правило, не повторяет временную зависимость оптического сигнала. Это приводит к неизбежному искажению (потере) информации. В работе [1] показана возможность использования фоторезистора для получения в относительных единицах зависимости интенсивности света, величина которой меняется с частотой ω , от времени t , $J = J(\omega t)$, по зависимости плотности тока от времени, $j = j(\omega t)$. Кинетика фотопроводимости при больших частотах ω ,

$$\tau_n \omega \gg 1 \quad \text{и} \quad \tau_p \omega \gg 1, \quad (1)$$

определяется в основном зависимостью величины интенсивности от времени и практически не зависит от времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p . При больших частотах (1) производная от силы тока пропорциональна переменной составляющей интенсивности света, падающего на фоторезистор [1]:

$$\frac{d}{dt} j(\omega t) \approx \text{const} + ek\beta(1 - R)\tilde{J}(\omega t)(\mu_n + \mu_p)E. \quad (2)$$

Здесь β — квантовый выход, k , R — коэффициенты поглощения и отражения соответственно, μ_n , μ_p — подвижности электронов и дырок, E — напряженность электрического поля, $\tilde{J}(\omega t)$ — переменная составляющая интенсивности. Интенсивность падающего света представлена в виде $J(\omega t) = \langle J \rangle + \tilde{J}(\omega t)$, где $\langle J \rangle = (1/T) \int_t^{t+T} J(\omega t) dt$ — среднее значение интенсивности света за период T .

Если времена жизни электронов и дырок различаются на порядки, имеется дополнительная область частот [2], в которой возможно восстановление зависимости переменной составляющей интенсивности света от времени по зависимости плотности тока от времени, определяе-

мая неравенствами

$$\tau_n^{-1} \ll \omega \ll \tau_p^{-1} \quad \text{при} \quad \tau_n \gg \tau_p, \quad (3)$$

$$\tau_p^{-1} \ll \omega \ll \tau_n^{-1} \quad \text{при} \quad \tau_p \gg \tau_n. \quad (4)$$

При выполнении (3) справедливо равенство

$$\frac{d}{dt} j(\omega t) \approx \text{const} + ek\beta(1 - R)J(\omega t)\mu_n E, \quad (5)$$

для (4) справедливо равенство

$$\frac{d}{dt} j(\omega t) \approx \text{const} + ek\beta(1 - R)J(\omega t)\mu_p E. \quad (6)$$

В работе теоретически рассчитаны нелинейные, частотные и фазовые искажения, возникающие при использовании предложенного выше метода восстановления зависимости интенсивности света от времени, меняющейся с частотой, большей величины обратного времени фоторезистора. В качестве модели исследован фоторезистор, изготовленный на основе кремния с примесью индия [3] и мелкими уровнями прилипания, перезарядкой которых пренебрегаем. Плотность тока через резистор есть

$$j(\omega t) \approx e(\mu_n n + \mu_p p)E. \quad (7)$$

Разнообразие механизмов рекомбинации в полупроводниках приводит в общем случае к существенным нелинейностям в уравнениях, описывающих фотопроводимость [4–9]. Кинетические уравнения, описывающие изменение концентраций свободных носителей заряда при генерации зона–зона и изменение населенности примесных центров при возбуждении периодическими импульсами света, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} = & k\beta(1 - R)J(\omega t) - A(pn - n_i^2) - B_n n(np - n_i^2) \\ & - B_p p(np - n_i^2) - N_r \sigma_n [n(1 - f) - n_1 f], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} = & k\beta(1 - R)J(\omega t) - A(pn - n_i^2) - B_n n(np - n_i^2) \\ & - B_p p(np - n_i^2) - N_r \sigma_p [pf - p_1(1 - f)], \end{aligned} \quad (9)$$

[¶] E-mail: nikishin57@mail.ru

$$\frac{df}{dt} = \sigma_n[n(1-f) - n_1f] - \sigma_p[pf - p_1(1-f)], \quad (10)$$

где n_1 и p_1 численно равны концентрациям электронов и дырок, когда уровень ферми совпадает с положением рекомбинационного центра индия в запрещенной зоне, N_r — концентрация примесных центров индия, σ_n и σ_p — вероятности захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами, f — вероятность нахождения электрона на рекомбинационном центре, A — коэффициент межзонной рекомбинации, B_n, B_p — коэффициенты оже-рекомбинации.

Уравнения (8)–(10) исследовались численными методами. Полученные значения $n = n(\omega t)$ и $p = p(\omega t)$ подставлялись в уравнение (7). Производная от плотности тока, приведенная к относительным единицам, $i'_t = j'_t(\omega t) / \max[j'_t(\omega t)]$, сравнивалась с переменной составляющей интенсивности, также приведенной к относительным единицам, $\tilde{I} = \tilde{J}(\omega t) / \max[\tilde{J}(\omega t)]$. При справедливости одного из неравенств (1), (3) или (4) выполняется нестрогое равенство $\tilde{I} \approx i'_t$. Для анализа отличий функций \tilde{I} и i'_t рассмотрен случай, когда возбуждение осуществляется импульсами света, переменная составляющая которых изменяется по закону $J(\omega t) = \langle J \rangle [1 + \cos(\omega t)]$. В относительных единицах для переменной составляющей имеем: $\tilde{I} = \cos(\omega t)$. Исследовались нелинейные, частотные и фазовые искажения функции $i'_t(\omega t)$.

Коэффициент нелинейных искажений рассчитывался по формулам:

$$K = \frac{1}{|c_1|} \sqrt{\sum_i |c_k|^2}, \quad \text{где } c_k = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} i'_t(\tau) e^{-ik\omega\tau} d\tau. \quad (11)$$

При численных расчетах исследуемой модели фоторезистора с параметрами, указанными выше, обнаружено, что коэффициент нелинейных искажений относительно мал: $0.1-10^{-5}\%$, т.е. нелинейные искажения в предложенном методе практически отсутствуют. Это связано с линеаризацией уравнений (8)–(10) при возбуждении полупроводника импульсами света, интенсивность которых меняется с большой частотой. Переменные составляющие концентраций электронов ($\Delta n = n - \langle n \rangle$) и дырок ($\Delta p = p - \langle p \rangle$) совершают малые колебания ($\Delta n \ll \langle n \rangle, \Delta p \ll \langle p \rangle$) с частотой возбуждающих импульсов света около своих средних значений ($\langle n \rangle, \langle p \rangle$). Средние значения концентраций неравновесных носителей заряда определяются их временами жизни и средним значением скорости генерации неравновесных носителей заряда $\langle g \rangle$: $\langle n \rangle \approx \langle g \rangle / \tau_n, \langle p \rangle \approx \langle g \rangle / \tau_p, g(\omega t) = k\beta(1-R)J(\omega t)$. Если справедливо неравенство (1), то вид зависимостей $\Delta n = \Delta n(\omega t)$ и $\Delta p = \Delta p(\omega t)$ определяет только переменная составляющая функции интенсивности падающего света от времени, $\Delta n(\omega t) \approx \Delta p(\omega t) \approx \text{const} \cdot \int \tilde{J}(\omega t) dt$. Если справедливы неравенства (3) или (4), то $\Delta n \gg \Delta p$ и $\Delta n \ll \Delta p$ соответственно. При $\tau_n \gg \tau_p$ вид функции $\Delta n = \Delta n(\omega t)$,

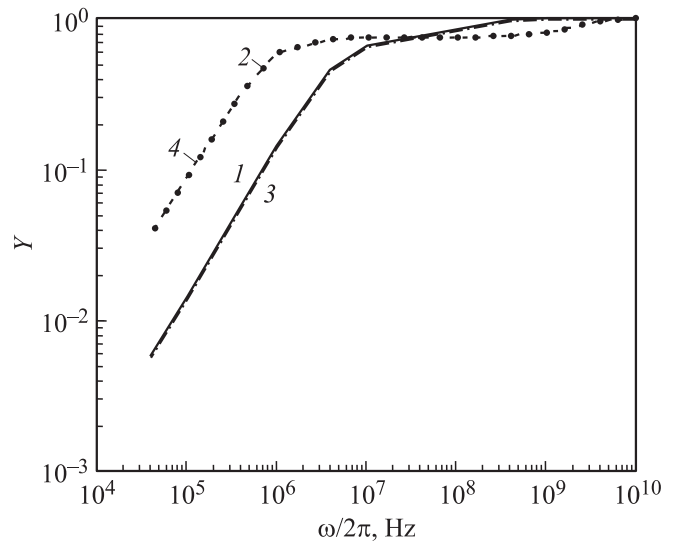


Рис. 1. Зависимости коэффициента Y , характеризующего частотные искажения оптического сигнала, от частоты следования гармонических импульсов света.

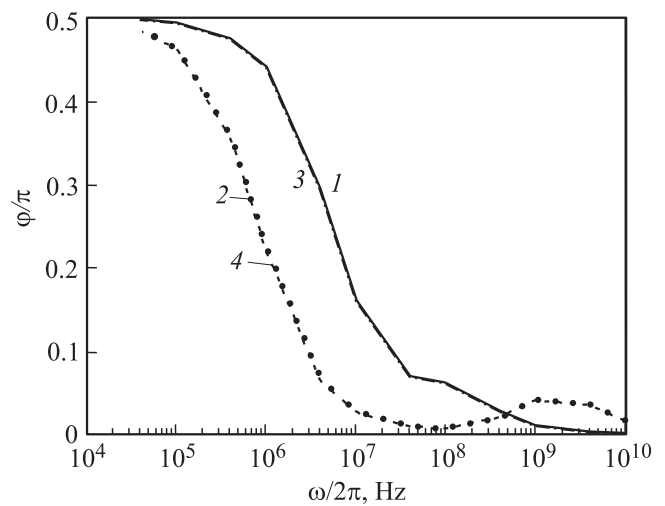


Рис. 2. Зависимости угла сдвига фаз восстановленного сигнала от частоты следования гармонических импульсов света.

а при $\tau_n \ll \tau_p$ функции $\Delta p = \Delta p(\omega t)$ определяется в основном зависимостью $\tilde{J} = \tilde{J}(\omega t)$.

На рис. 1–3 представлены результаты исследований искажений, возникающих при использовании метода, описанного выше. При расчетах кривых 1–4 (рис. 1–3) использованы следующие параметры: во всех случаях $N_r = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; для кривой 1 — $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$; для кривой 2 — $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$; для кривой 3 — $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$; для кривой 4 — $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Здесь n_0 — равновесное значение концентрации электронов, g_0 — амплитуда скорости генерации неравновесных носителей заряда. Так как при зависящем от времени темпе генерации величина функции f изменяется, будет изменяться темп рекомбина-

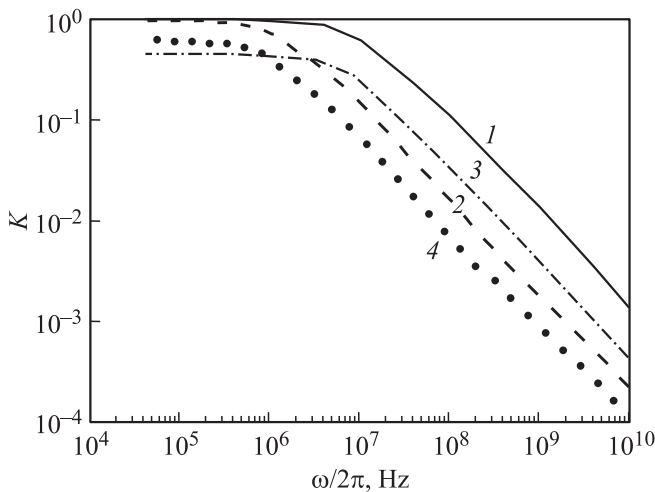


Рис. 3. Зависимости глубины модуляции электрического сигнала от частоты следования гармонических импульсов света.

ции электронов, дырок и, следовательно, времена их жизни. Для кривых 1 и 3 ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$) времена жизни электронов и дырок при возбуждении светом постоянной интенсивности (средние и высокие уровни инжекций) сравнимы, т.е. различаются менее чем на порядок. Для кривых 2 и 4 ($n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) средние времена жизни различаются на два порядка. Отметим, что акцепторные центры индия, как в равновесном состоянии, так и при освещении, находятся в основном в отрицательно заряженном состоянии, что определяется глубиной залегания $E_{In} = E_v + 0.156 \text{ эВ}$ и асимметрией сечений захвата: $\sigma_n \ll \sigma_p$ [3]. При освещении полупроводника с $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ число центров, находящихся в нейтральном состоянии, увеличивается на 2–3 порядка, полупроводника с $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ — на 4–5 порядков. Времена жизни неравновесных носителей заряда и вероятность нахождения на центре рекомбинации электрона (f) зависят не только от вероятности захвата электронов и дырок рекомбинационными центрами, но и от концентраций мелких уровней прилипания.

По аналогии с частотными искажениями, возникающими в усилителях тока, под частотными искажениями импульса будем понимать изменения амплитуды интенсивности переменной составляющей восстановленного сигнала при изменении частоты импульсов света (амплитуда интенсивности света остается неизменной). Для оценки частотных искажений введем коэффициент $Y(\omega_i)$, равный отношению амплитуды восстановленного сигнала для фиксированной частоты ω_i , $j'_i(\omega_i)$, к максимальной амплитуде восстановленного сигнала, $\max(j'_i)$ в рабочей области частот ω :

$$Y(\omega_i) = \max[j'_i(\omega_i t)] / \max[j'_i(\omega t), \quad \omega_i \in [\omega_{\min}, \omega_{\max}]. \quad (12)$$

На рис. 1 представлены зависимости $Y = Y(\omega)$ при различных равновесных значениях концентраций носителей заряда и различных скоростях генерации. Если

не изменяются времена жизни электронов и дырок, то зависимость коэффициента Y от частоты сохраняет свой вид (кривые 1 и 3, 2 и 4). Интенсивность падающего света, которая пропорциональна скорости генерации g , практически не влияет на вид функции $Y = Y(\omega)$. Для полупроводника p -типа проводимости при больших частотах $Y \approx 1$. В этом случае справедливы неравенства (1). Для полупроводника n -типа проводимости ($n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) имеются две области, где $Y \approx \text{const}$. Если $3 \cdot 10^6 < \omega < 10^9 \text{ Гц}$, $Y \approx 0.8$; в указанной области частот справедливы неравенства (3). При $\omega > 2 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ $Y \approx 1$; в указанной области частот справедливы неравенства (1)

Искажения формы сигнала, вызванные неодинаковым сдвигом во времени отдельных гармонических составляющих сложного сигнала, называют фазовыми искажениями. Для отсутствия фазовых искажений необходимо, чтобы групповое время запаздывания τ в исследуемой полосе частот было постоянным или угол сдвига n -ой гармоники был прямо пропорционален частоте:

$$\tau = d\varphi/dt. \quad (13)$$

Анализ показал, что соотношение (13) не выполняется в области больших частот. Однако фазовыми искажениями часто можно пренебречь, поскольку сдвиг фаз в интересующей области частот относительно мал (рис. 2). Для полупроводника n -типа функция $\varphi = \varphi(\omega)$ имеет экстремум (максимум), что связано с увеличением амплитуды колебаний концентрации дырок, время жизни которых мало.

Для восстановления формы оптического сигнала по электрическому с минимальными искажениями необходимо получить достаточно большую глубину амплитудной модуляции фототока или электропроводности K :

$$K = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) / (\sigma_{\max} + \sigma_{\min}), \quad (14)$$

σ_{\max} , σ_{\min} — максимальные и минимальные значения электропроводности. Глубина модуляции определяется параметрами полупроводника, параметрами центров захвата, центров рекомбинации и частотой следования импульсов возбуждения. На рис. 3 представлена зависимость глубины амплитудной модуляции электропроводности от частоты. Глубина модуляции практически линейно уменьшается с увеличением частоты. В области высоких частот значение K становится малым, что неизбежно приводит к трудностям применения данного метода.

Таким образом, при выполнении одного из неравенств (1), (3), (4) имеется область частот, в которой можно восстановить с точностью до постоянной зависимость изменения интенсивности возбуждающего света от времени:

$$\frac{d}{dt} j(\omega t) \approx \text{const} \cdot \tilde{J}(\omega t).$$

Данный способ можно применять для восстановления зависимости переменной составляющей периодической функции воздействия на систему, $\xi = \xi(\omega t)$,

время релаксации величины которой (ξ) много больше периода изменения функции ($\tau \gg 2\pi/\omega$). При этом $d\xi/dt = \text{const} \cdot \xi$.

Список литературы

- [1] В.А. Горюнов, В.Я. Гришаев, Е.В. Никишин. Изв. вузов. Поволжский регион. Физ.-мат. науки, № 4, 242 (2012).
- [2] В.Я. Гришаев, Е.В. Никишин, Е.Е. Пескова. Тр. первой Российско-Белорусской научно-технической конф. (Нижний Новгород, 2013) т. 1, с. 42.
- [3] А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках (М., Мир, 1977).
- [4] A. Hangleiter. Phys. Rev. B, **35** (17), 9149 (1987).
- [5] A. Hangleiter. Phys. Rev. B, **37** (5), 2594 (1988).
- [6] А.В. Савченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский. ФТП, **41**, 290 (2007).
- [7] П.А. Бородавский, А.Ф. Булдыгин, С.В. Голод. ФТП, **43**, 329 (2009).
- [8] N.T. Bagraev, A.I. Gusarov, V.A. Mashkov. Sov. Phys. JETP, **92** (3), 968 (1987).
- [9] N.T. Bagraev, A.I. Gusarov, V.A. Mashkov. Sov. Phys. JETP, **95** (4), 1412 (1989).

Редактор Л.В. Шаронова

On limits of application of the method to restore a temporal shape of modulated optical signals with the frequency higher than the cutoff frequency of the photoresistor

E.V. Nikishin

Ogarev Mordovua State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract The article investigates the scope of applicability of the method to restore a temporal shape of optical signal, the intensity of which varies with the frequency ω higher than the reverse lifetime of the major charge carriers. Theoretical investigation of the distortions arising from registration of modulated optical signals is carried out. In the calculations we used the parameters, which are specific to the photodetector, made on the base of silicon with indium recombination centers. Increase in ω reduces nonlinear, frequency and phase distortions. The findings can be used to study the periodic processes of different nature.