

УДК 621.383.4, 621.382.2/.3

О влиянии интенсивности света на границы применимости способа восстановления модулированных оптических сигналов

© Е. В. Никишин¹, В. Я. Гришаев², С. М. Мурюмин³

Аннотация. Исследована кинетика фотопроводимости кремния с рекомбинационными центрами золота. Если частота модуляции интенсивности света меньше обратной величины времени жизни основных носителей заряда, то функции, описывающие зависимость интенсивности света от времени и зависимость фототока от времени, совпадают с точностью до множителя. При больших частотах модуляции интенсивности света возникают искажения. Зависимости интенсивности света от времени и фототока от времени становятся различными. В этом случае влияние скорости рекомбинации на вид функции переменной составляющей фототока мало. В основном она определяется зависимостью величины темпа генерации от времени. При больших частотах по электрическому отклику возможно «восстановление» формы оптического импульса. Получены зависимости от частоты фазовых, линейных и нелинейных искажений, возникающих при «восстановлении» зависимости интенсивности света от времени. Результаты приведены для различных величин темпа генерации носителей заряда.

Ключевые слова: кремний, интенсивность света, скорость рекомбинации, глубина модуляции, фазовые искажения, линейные искажения, нелинейные искажения, амплитудные искажения.

1. Введение

В работах [1–2] предложен способ, в котором, используя полупроводниковые фотодатчики, по зависимости фототока от времени ($j = j(\omega t)$) получают зависимость интенсивности света от времени ($J = J(\omega t)$). Использование полупроводниковых материалов позволяет миниатюризировать фотодатчики, предназначенные для получения зависимостей $J = J(\omega t)$. Отличие формы оптического и электрического сигналов, возникающих в фоторезисторах, наблюдается при выполнении условия $\frac{J(t)}{\left|\frac{dJ(t)}{dt}\right|} \gg 1$ в работах [3–4]. Импульсы отличаются при любом законе рекомбинации, в том числе линейном, несмотря на то что в этом случае темп рекомбинации электронов (R_n) и дырок (R_p) пропорционален концентрации электронов и дырок соответственно, а значит, $\tau_n = const$, $\tau_p = const$. Информация, заложенная в оптическом сигнале, теряется. Предложенный в работах [1–2]

¹**Никишин Евгений Васильевич**, доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики, ФГБОУ ВО «МГУ им. Н. П. Огарёва» (430005, Россия, г. Саранск, ул. Большевикская, д. 68/1), кандидат физико-математических наук, доцент, ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8370-1790>, nikishin57@mail.ru

²**Гришаев Владимир Яковлевич**, доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики, ФГБОУ ВО «МГУ им. Н. П. Огарёва» (430005, Россия, Республика Мордовия, г. Саранск, ул. Большевикская, д. 68/1), кандидат физико-математических наук, доцент, ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5009-0222>, grishaev53@mail.ru

³**Мурюмин Сергей Михайлович**, доцент кафедры прикладной математики, дифференциальных уравнений и теоретической механики, ФГБОУ ВО «МГУ им. Н. П. Огарёва» (430005, Россия, г. Саранск, ул. Большевикская, д. 68/1), кандидат физико-математических наук, доцент, ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-2965-7500>, murjuminsm@yandex.ru

способ восстановления временной зависимости интенсивности оптического сигнала позволяет приблизить форму восстановленного импульса к форме импульса возбуждения.

Нами проведен анализ модели фоторезистора, изготовленного на основе кремния, легированного золотом. Теоретически определялась область частот, для которой справедлив способ восстановления оптических импульсов. Были проанализированы частотные, нелинейные и фазовые искажения, которые возникают при использовании предложенного способа восстановления зависимости $J = J(\omega t)$ с целью их минимизации и расширения частотной области работы фотодатчика.

2. Способ восстановления оптических импульсов

Концентрации неравновесных носителей заряда, электронов (n) и дырок (p) и изменение населенности центров электронами находятся путем решения следующей системы нелинейных дифференциальных уравнений [5–7]:

$$\frac{dn}{dt} = g(\omega t) - A(pn - n_i^2) - B_n n(np - n_i^2) - B_p p(np - n_i^2) - \sum_j [N_j \sigma_{nj}(n(1 - f_j) - n_{1j} f_j)], \quad (2.1)$$

$$\frac{dp}{dt} = g(\omega t) - A(pn - n_i^2) - B_n n(np - n_i^2) - B_p p(np - n_i^2) - \sum_j [N_j \sigma_{pj}(p f_j - p_{1j}(1 - f_j))], \quad (2.2)$$

$$\frac{df_j}{dt} = \sigma_{nj}(n(1 - f_j) - n_{1j} f_j) - \sigma_{pj}(p f_j - p_{1j}(1 - f_j)), \quad (2.3)$$

где $g(\omega t)$ — темп генерации носителей заряда; n, p — концентрации электронов и дырок; n_i — собственная концентрация носителей заряда; t — текущее время; N_j — концентрация примесных центров j -типа; A — коэффициент межзонной рекомбинации; B_n, B_p — коэффициенты электронной и дырочной Оже-рекомбинации соответственно; σ_{nj}, σ_{pj} — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок центрами j -типа соответственно; f_j — вероятность нахождения электрона на примесном центре; n_1, p_1 — коэффициенты, величины которых численно равны концентрации электронов и дырок соответственно, когда уровень Ферми совпадает с положением рекомбинационного центра в запрещенной зоне.

В уравнениях (2.1)–(2.3) нами учтена генерация носителей заряда светом зона — зона, влияние прямой межзонной рекомбинации; межзонной Оже рекомбинации и рекомбинации Шокли-Рида через дефекты решетки. Для анализа искажений полагалось, что переменная составляющая интенсивности возбуждающего света изменялась по гармоническому закону $J = J_0(1 - \cos(\omega t))$. Темп генерации пропорционален интенсивности $g(\omega t) \sim J(\omega t)$. Полученные численными методами функции $n = n(\omega t)$ и $p = p(\omega t)$ использовались для расчета плотности тока $j(\omega t) = e(\mu_n n + \mu_p p)E$.

При больших частотах уравнения (2.1)–(2.3) линеаризуются [2]. В этом случае с достаточной точностью выполняется соотношение $\frac{dj(\omega t)}{dt} \sim J(\omega t)$. Данное соотношение использовалось ниже при восстановлении формы оптического импульса, то есть восстановление формы оптического сигнала осуществлялось путем дифференцирования фототока через резистор.

Исследовались искажения, возникающие при восстановлении зависимости интенсивности оптического излучения от времени: нелинейные, частотные и фазовые.

Коэффициент нелинейных искажений рассчитывался по формулам [8]:

$$K = \frac{1}{|c_1|} \sqrt{\sum_i |c_k|^2}, c_k = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} j'_t(\tau) \exp^{-ik\omega\tau} d\tau. \quad (2.4)$$

Для оценки частотных искажений использован коэффициент $Y(\omega_i)$ [3]:

$$Y(\omega_i) = \frac{\max |j'_t(\omega_i t)|}{\max |j'_t(\omega t)|}, \omega_i \in [\omega_{min}, \omega_{max}], \quad (2.5)$$

где $j'_t(\omega_i t)$ — производная по времени от тока для фиксированной частоты ω_i , величина которой пропорциональна амплитуде восстановленного сигнала; $\max(j'_t)$ — максимальная амплитуда фототока.

Для оценки фазовых искажений определялся угол β сдвига между гармоническим импульсом интенсивности света, падающего на фоторезистор, и «восстановленным» импульсом. «Восстановленный» импульс отстает по фазе от импульса возбуждения.

Для практического использования предложенного способа восстановления необходимо иметь относительно большую глубину амплитудной модуляции фототока M , которая рассчитывалась по формуле:

$$M = \frac{j_{max} - j_{min}}{j_{max} + j_{min}}. \quad (2.6)$$

При расчетах были использованы параметры, характерные для кристаллического кремния с примесью золота, которое в кремнии формирует как донорный ($E_c - 0.35eV$; $(0/+)$), так и акцепторный ($E_v + 0.55eV$; $(-/0)$) глубокие уровни [8–10] (амфотерная примесь).

3. Влияние темпа генерации на нелинейные, частотные и фазовые искажения

На искажения, возникающие при восстановлении оптических импульсов, оказывает влияние величина темпа генерации. Результаты исследований представлены на Рис. 3.1–3.4. Темп генерации изменялся по закону $g(\omega t) = g_0(1 - \cos(\omega t))$. Использованы следующие характеристики: концентрация равновесных электронов $n = 10^8 \text{ см}^{-3}$, концентрация акцепторных центров золота $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, концентрация донорных центров золота $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

На Рис. 3.1 изображены зависимости $K = K(\omega)$. Практически во всей области частот независимо от скорости генерации, влиянием нелинейных искажений на форму восстановленного импульса можно пренебречь, поскольку их величина меньше 1%. В области интересующих нас больших частот с увеличением величины темпа генерации величина коэффициента нелинейных искажений уменьшается вплоть до 100 – 400 МГц. В указанной области наблюдается минимум. Частота, соответствующая минимуму, увеличивается при увеличении темпа генерации (интенсивности). При дальнейшем увеличении частоты на кривой появляется максимум ($\nu_{max} \approx 400 \text{ МГц}$). При $g_0 > 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ экстремумы на зависимостях $K = K(\omega)$ исчезают.

Результаты исследований зависимости сдвига фаз от частоты при различных значениях темпах генерации представлены на Рис. 3.2. В двойном логарифмическом масштабе

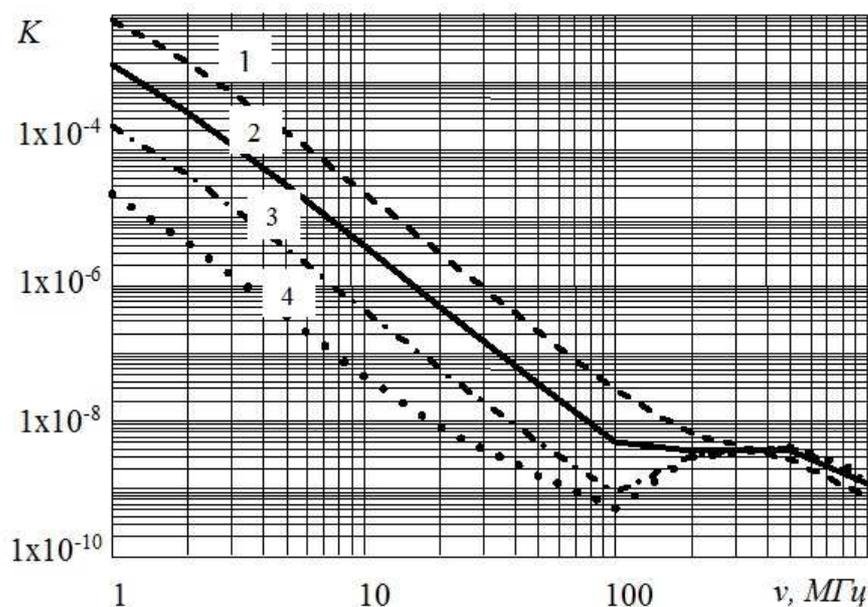


Рис. 3.1. Зависимости коэффициента K , характеризующего нелинейные искажения оптического сигнала, от частоты следования импульсов света:
 1) $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; 2) $g_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; 3) $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$;
 4) $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$

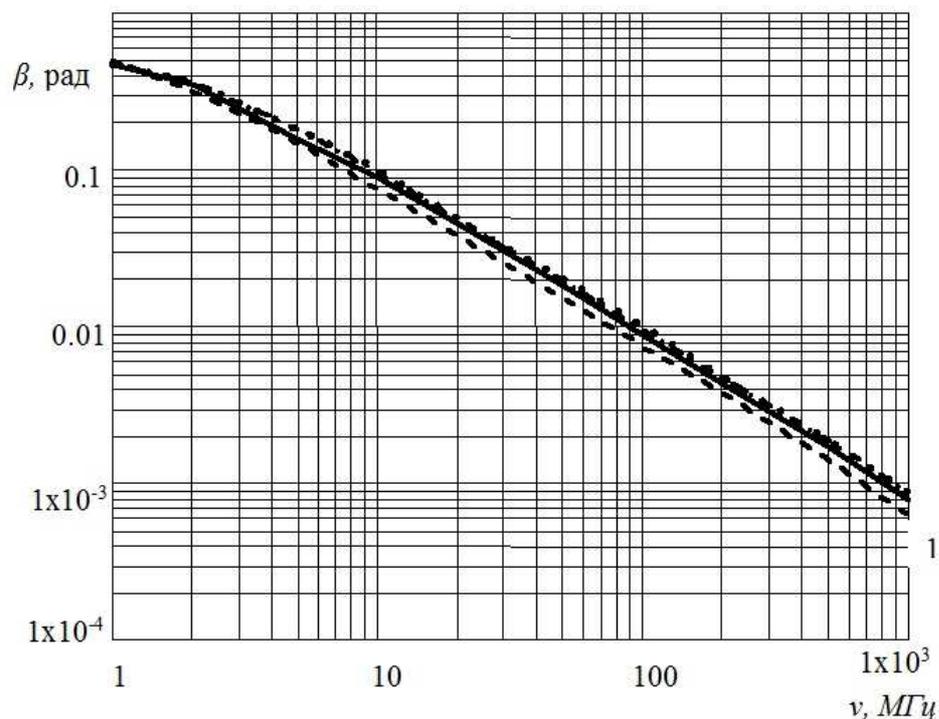


Рис. 3.2. Зависимости угла сдвига фаз между возбуждающим и восстановленным импульсами света от частоты следования импульсов света: 1) $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; 2) $g_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$; 3) $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$;
 4) $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$

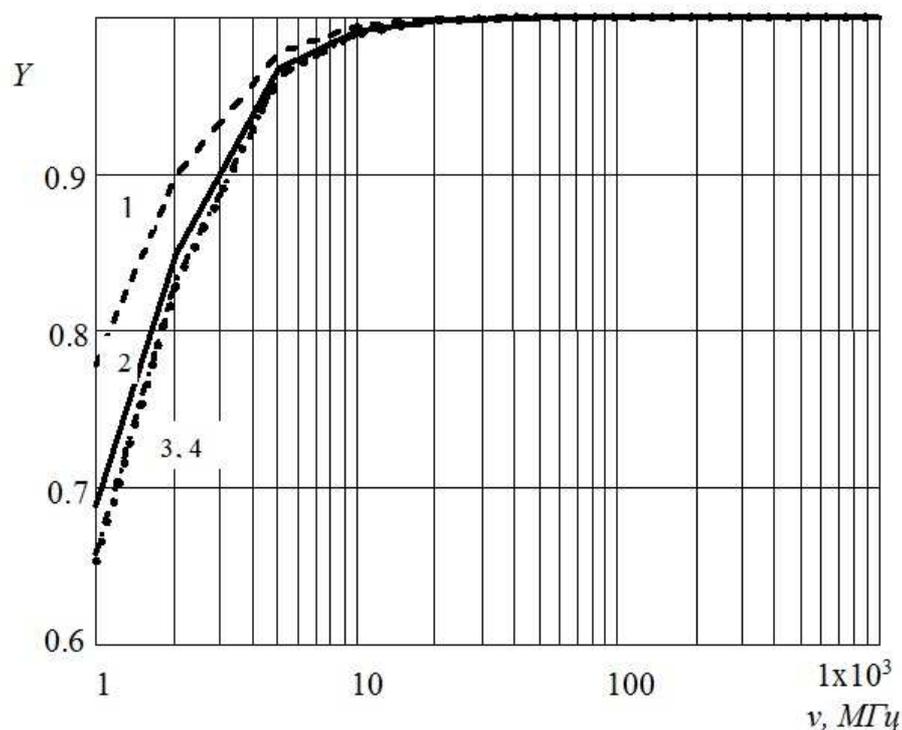


Рис. 3.3. Зависимости линейных (амплитудных) искажений сигнала от частоты следования импульсов света: 1) $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 2) $g_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 3) $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 4) $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$

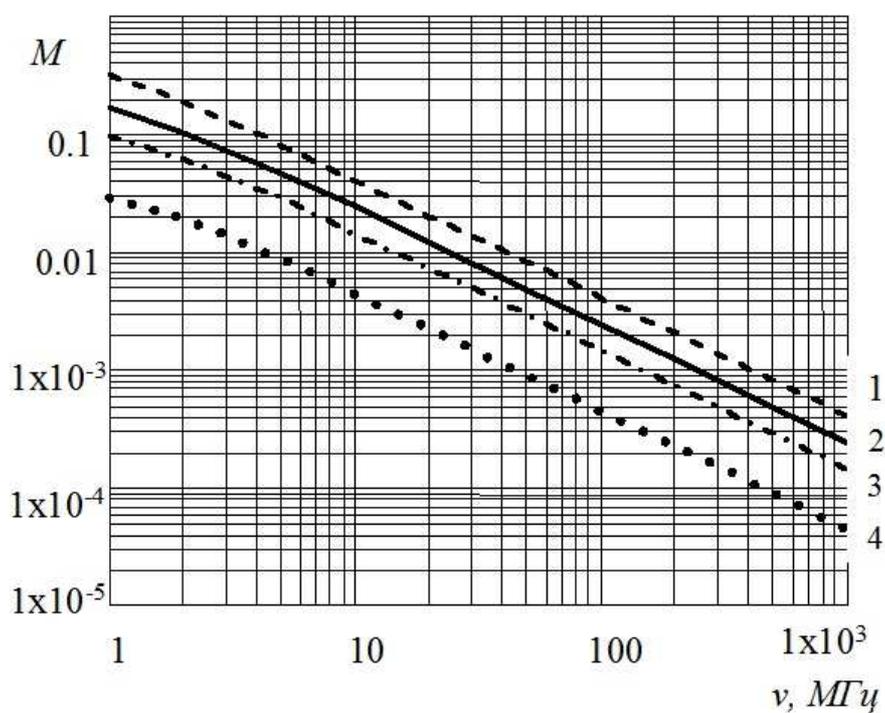


Рис. 3.4. Зависимости глубины модуляции электрического сигнала от частоты следования импульсов света: 1) $g_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 2) $g_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 3) $g_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; 4) $g_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$

увеличение частоты следования оптических импульсов приводит к линейному уменьшению сдвига фаз. Зависимость $\beta = \beta(\omega)$ близка к гиперболической $\beta \sim \frac{1}{\omega}$. Изменение величины скорости генерации слабо влияет на сдвиг фаз между импульсом возбуждения и восстановленным гармоническим импульсом.

Зависимости $Y(\omega)$ представлены на Рис. 3.3. Темп генерации слабо влияет на область применения предложенного способа «восстановления» световых импульсов. При частотах $\nu > 20$ МГц значение $Y(\omega) \approx 1$. Следовательно, в указанной области частот амплитудные искажения практически отсутствуют.

На Рис. 3.4 представлена зависимость глубины амплитудной модуляции силы тока от частоты. Увеличение темпа генерации приводит к увеличению глубины модуляции при прочих равных условиях. Это позволяет изменить область применения предложенного способа, сдвинув ее в область больших частот. Зависимость $M = M(\omega)$ близка к гиперболической. В области высоких частот величина M мала, что вызовет трудности при применении предложенного способа «восстановления».

4. Заключение

Проведен анализ искажений, возникающих при «восстановлении» оптических импульсов, при различных скоростях (темпах) генерации неравновесных носителей заряда ($10^{17} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1} < g_0 \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$). Показано, что влиянием нелинейных искажений на форму восстановленного импульса можно пренебречь, поскольку их величина меньше 0,1%. С увеличением темпа генерации область частот, где нелинейные искажения малы, сдвигается в сторону больших частот. Величина темпа генерации электронов и дырок слабо влияют на линейные и фазовые искажения, которые с изменением скорости генерации изменяются незначительно. Значения линейных (частотных) искажений при частотах более 10 МГц меньше 1%. Наибольший вклад в искажения формы восстановленных оптических импульсов вносят фазовые искажения. Увеличение темпа генерации приводит при прочих равных условиях к увеличению глубины модуляции. Это позволяет сместить область восстановления оптического сигнала в сторону больших частот. Зависимость глубины модуляции от частоты близка к гиперболической.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. М. Мхитарян, Х. В. Партамян, “Скоростные фотоприемники импульсного излучения на основе «инерционных» фоторезисторов и фотодиодов”, *ЖТФ*, **52:9** (1982), 1900–1902.
2. В. А. Горюнов, В. Я. Гришаев, Е. В. Никишин, “Кинетика фотопроводимости при возбуждении высокочастотными импульсами”, *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*, 2012, № 4, 242–250.
3. Е. В. Никишин, “О границах применимости способа восстановления временной формы модулированных оптических сигналов с частотой выше граничной частоты фоторезистора”, *Физика и техника полупроводников*, **48:11** (2014), 1526–1529.
4. Е. В. Никишин, В. Я. Гришаев, “Восстановление временной зависимости интенсивности быстро изменяющихся импульсов произвольной формы по отклику системы”, *Журнал радиоэлектроники: электронный журнал*, 2017, № 9.

5. Р. Смит, *Полупроводники*, Мир, М., 1982, 560 с.
6. В. А. Горюнов, В. Я. Гришаев, Е. В. Никишин, “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, 119–126.
7. А. Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*, Мир, М., 1977, 568 с.
8. Е. В. Никишин, Е. Е. Пескова, “Нелинейные искажения, возникающие при восстановлении высокочастотных оптических импульсов”, *Журнал радиоэлектроники: электронный журнал*, 2015, № 9.
9. N. T. Bagraev, V. A. Mashkov, “A mechanism for two-electron capture at deep level defects in semiconductors”, *Solid State Commun.*, **65** (1988), 1111–1118.
10. С. М. Мурюмин, А. Е. Никишина, Е. В. Никишин, “Использование кремния легированного золотом для определения формы оптического сигнала”, *Журнал Средневолжского математического общества*, **16**:1 (2014), 140–144.

Поступила 20.07.2019

MSC2010 78A60

On the influence of light intensity on the limits of applicability of modulated optical signals recovery method

© E. V. Nikishin¹, V. Y. Grishaev², S. M. Muryumin³

Abstract. The kinetics of silicon photoconductivity with recombination centers of gold is investigated. If the frequency of light intensity modulation is less than the inverse value of the main charge carriers' lifetime, the functions describing the dependence of light intensity on time and the dependence of the photocurrent on time agree within some factor. At high frequencies of modulation of light intensity distortions arise. The dependences of light intensity on time and photocurrent on time become different. In this case, the effect of the recombination rate on the function of the variable component of the photocurrent is not significant. Basically, this function is determined by the dependence of the generation rate on time. At high frequencies, it is possible to "restore" the shape of the optical pulse using the electric pulse of the photoresistor. The dependences on the frequency of phase, linear and nonlinear distortions arising in the "restoration" of the dependence of the light intensity on time are obtained. The results are given for different values of the rate of charge carrier generation.

Key Words: silicon, light intensity, recombination rate, modulation depth, phase distortion, linear distortion, nonlinear distortion, amplitude distortion

REFERENCES

1. V. M. Mekhitarian, H. V. Partamyan, "High-speed photodetectors of pulsed radiation based on "inertial" photoresistors and photodiodes", *Soviet Physics: Technical Physics*, **52:9** (1982), 1900–1902.
2. V. A. Goryunov, V. Ya. Grishaev, E. V. Nikishin, "Kinetics of photoconductivity during excitation by high-frequency pulses", *University Proceedings. Volga Region. Physics and Mathematics Sciences*, 2012, no. 4, 242–250 (In Russ.).
3. E. V. Nikishin, "On the applicability boundaries of the restoration method for the temporal shape of modulated optical signals with a frequency higher than the boundary frequency of a photoresistor", *Semiconductors*, **48:11** (2014), 1526–1529 (In Russ.).
4. E. V. Nikishin, V. Ya. Grishaev, "Recovery of time dependence of the intensity of rapidly changing arbitrary shape light pulses", *Zhurnal Radioelektroniki*, 2017, no. 9 (In Russ.).
5. R. A. Smith, *Semiconductors*, Cambridge University Press, New York, 1978, 523 p.

¹**Evgeniy V. Nikishin**, Associate Professor, Department of Experimental and Theoretical Physics, National Research Mordovia State University (68 Bolshevistskaya Str., Saransk 430005, Republic of Mordovia, Russia), Ph.D. (Physics and Mathematics), ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-8370-1790>, nikishin57@mail.ru

²**Vladimir Ya. Grishaev**, Associate Professor, Department of Experimental and Theoretical Physics, National Research Mordovia State University (68 Bolshevistskaya Str., Saransk 430005, Republic of Mordovia, Russia), Ph.D. (Physics and Mathematics), ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-5009-0222>, grishaev53@mail.ru

³**Sergey M. Muryumin**, Associate Professor, Department of Applied Mathematics, Differential Equations and Theoretical Mechanics, National Research Mordovia State University (68 Bolshevistskaya Str., Saransk 430005, Republic of Mordovia, Russia), Ph.D. (Physics and Mathematics), ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-2965-7500>, muryuminsm@yandex.ru

6. V. A. Goryunov, V. Ya. Grishaev, E. V. Nikishin, “On the change in lifetimes of charge carriers under pulsed photoexcitation in silicon with deep impurity centers”, *University Proceedings. Volga Region. Physics and Mathematics Sciences*, 2011, no. 4, 119–126 (In Russ.).
7. A. Milnes, *Deep impurities in semiconductors*, Wiley, New York, 1973, 526 p.
8. E. V. Nikishin, E. E. Peskova, “Nonlinear distortion arising from the restoration of high-frequency optical excitation”, *Zhurnal Radioelektroniki*, 2015, no. 9 (In Russ.).
9. N. T. Bagraev, V. A. Mashkov, “A mechanism for two-electron capture at deep level defects in semiconductors”, *Solid State Commun.*, **65** (1988), 1111–1118.
10. S. M. Muryumin, A. E. Nikishina, E. V. Nikishin, “The use of silicon alloyed with gold, to determine the shape of the optical signal”, *Zhurnal Srednevolzhskogo Matematicheskogo Obshchestva*, **16**:1 (2014), 140–144 (In Russ.).

Submitted 20.07.2019