

УДК 21.382.2.673-12:546.28

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНИЕВЫХ PIN-ФОТОДИОДОВ ПРИ СЛАБОМ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В МАТЕРИАЛЕ

Н. И. Доссон

Государственное унитарное предприятие «НПО «Орион»», Москва, Россия

*Проанализированы особенности работы кремниевых pin-фотодиодов в большом диапазоне импульсных засветок для случая слабого поглощения излучения в материале. Выведено в безынерционном приближении уравнение импульсной энергетической (ампер-ваттной) характеристики фотодиодов в зависимости от его электрофизических параметров и режима работы. Дана приближенная оценка предела линейного режима работы фотодиода. Расчетные данные сравниваются с экспериментальными результатами на длине волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм.*

Работоспособность фотодиодов в большом диапазоне импульсной засветки зависит от вида их импульсных энергетических (ампер-ваттных) характеристик на рабочей длине волны. В опубликованных ранее работах, например [1]—[3] и др., содержатся экспериментальные результаты исследований этих вопросов, в частности, верхнего предела линейного режима работы фотодиодов на различных длинах волн. Однако в них не дается количественного анализа зависимости формы импульсной энергетической характеристики как функции электрофизических параметров полупроводникового материала, размеров и конфигурации  $p-n$ -перехода. Влияние величины и характера нагрузки фотодиода и напряжения обратного смещения на его работу в схемах измерения мощности и энергии при большой интенсивности импульсного излучения проанализировано в [4]. В общем виде исследование указанных вопросов требует анализа работы фотодиода как в линейном, так и в нелинейном режиме работы, когда параметры фотодиода зависят, в частности, от мощности и длительности импульсов излучения. Это связано с решением нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с

подвижными границами [5], представляющими трудности методического характера. Вероятно, поэтому в одном из немногих исследований характеристик полупроводниковых фотодиодов при сильных импульсных засветках [6] лишь даются рекомендации по выбору режима их работы с указанием того, что расчеты проводились на ЭВМ.

В данной статье исследуется зависимость пикового значения сигнала на нагрузке фотодиода от амплитуды импульса мощности излучения при слабом поглощении излучения в материале. Анализ проводится в безынерционном приближении, когда длительность переднего фронта импульса сигнала фотодиода соответствует длительности переднего фронта импульса излучения. Спад импульса сигнала не рассматривается. В этом случае анализ может быть проведен без решения указанных дифференциальных уравнений.

Рассматривается фотодиод с неистощенной  $n^+p^+$ -структурой [7] при активной нагрузке  $R_n$  (рис. 1). Расчетную модель этой структуры, учитывающую ее объемную конфигурацию, можно приближенно представить в виде усеченного конуса, разрез которого показан на рис. 2. Малым основанием конуса является

Рис. 1. Структура  $p^+n$ -фотодиода:

$n^+$  — диффузионная область базы (легирована фосфором); ОПЗ — область пространственного заряда;  $p$  — квазинейтральная область исходного высокоомного кремния  $p$ -типа;  $p^+$  — подлегированная бором область;  $p_k^+$  — охранный кольцо;  $U_0$  — напряжение обратного смещения;  $j_{\text{ф}}$  — плотность фототока;  $R_n$  — сопротивление нагрузки

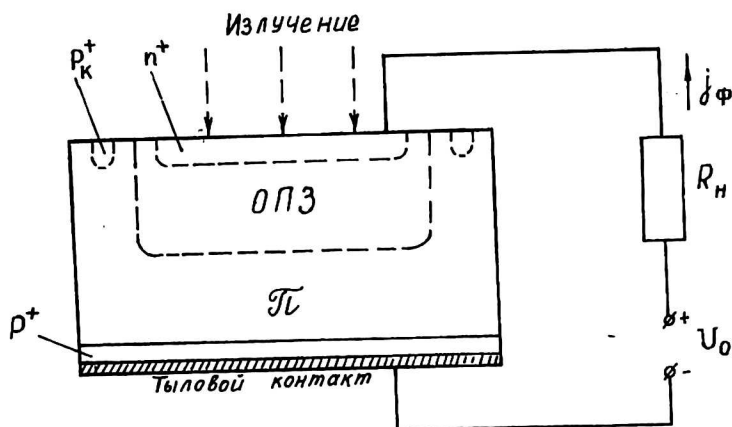
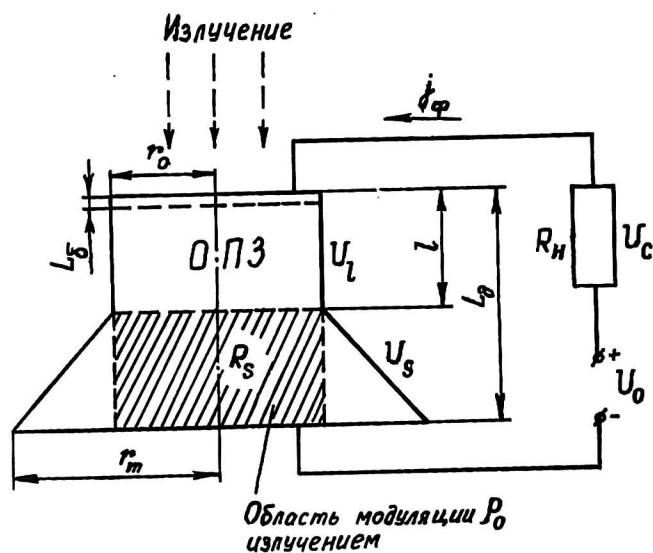


Рис. 2. Расчетная модель фотодиода:

$S_0 = \pi r_0^2$  — площадь фоточувствительной площадки;  $\delta = r_0/r_m$



фоточувствительная площадка радиусом  $r_o$ , тыловой контакт радиусом  $r_m$  составляет его большое основание, толщина полупроводникового кристалла  $L_d$  равна высоте усеченного конуса, толщина области пространственного заряда (ОПЗ) обозначена через  $l$ , а толщина базы — через  $L_b$ , при этом толщина области коллектора [квазинейтральной области — (КНО)], равна  $(L_d - L_b - l)$ .

Анализ проводится при следующих допущениях.

1. Рассматривается излучение, слабо поглощаемое в кремнии (спектральная область  $\lambda \gtrsim 1$  мкм).

2. В ОПЗ пренебрегается:

искажением электрического поля фотогенерированными зарядами;

модуляцией излучения исходного удельного сопротивления  $\rho_o$ ;

рекомбинацией фотогенерированных носителей, так как время их пролета через ОПЗ (порядка времени максвелловской релаксации [8]  $\tau_m < 10^{-8}$  с) намного меньше времени их жизни  $\tau_{ж} \cong (0,3 - 1) \cdot 10^{-3}$  с [8].

3. Пренебрегается вкладом диффузионной компоненты из КНО в общий ток, так как время диффузии носителей  $\tau_{df}$  намного больше длительности используемых импульсов излучения  $\tau_o$ .

4. Не учитываются фотогенерационные и рекомбинационные процессы в области базы (рассматриваются приборы с тонкой базой, так что  $L_b \ll l$ ) и в КНО (т. к.  $\tau_o \ll \tau_{ж}$ ).

5. Не учитываются темновой ток фотодиода и нагревание его материала импульсами излучения.

6. Подвижности электронов и дырок  $\mu_n, \mu_p$  предполагаются постоянными.

7. Пренебрегается сопротивлением контактов и базового слоя.

Расчет импульсной энергетической характеристики базируется на анализе баланса напряжений в цепи фотодиода (см. рис. 1), который может быть записан следующим образом:

$$U_l = U_o - U_c - U_s, \quad (1)$$

где  $U_l$  — напряжение, приложенное к ОПЗ;  $U_o$  — напряжение обратного смещения фотодиода;  $U_c = j_{\phi} S_o R_n$  — напряжение сигнала на нагрузке  $R_n$ ;  $U_s = j_{\phi} S_o R_s$  — падение напряжения на последовательном сопротивлении фотодиода  $R_s$ ;  $j_{\phi}$  — плотность фототока;  $S_o$  — площадь фоточувствительной площадки.

Рассмотрим выражения для входящих в равенство (1) величин.

Для резкого  $p$ - $n$ -перехода с учетом условия  $|U_l| \gg |\phi_k|$  величина  $U_l$  определяется из известного равенства [8]  $U_l \cong l^2 / \beta_p$ , где  $\beta_p = 2\tau_m \mu_p$ ;  $\tau_m$  — время максвелловской релаксации;  $\mu_p$  — подвижность дырок;  $\phi_k$  — контактная разность потенциалов.

Величину напряжения сигнала  $U_c$  можно определить следующим образом. В безынерционном приближении импульсная чувствительность фотодиода равна его стационарной чувствительности. Поэтому выражение для импульсного сигнала на нагрузке  $R_n$  неистощенной  $p$ - $n$ -структуры совпадает с формулой для стационарного сигнала фотодиода, которую, следуя [7], можно с учетом принятых допущений приближенно записать так:

$$U_c \cong k S_o F R_n l,$$

где  $K = S_\lambda \eta \alpha$ ;  $S_\lambda = q / \varepsilon_\lambda$  — теоретическая токовая чувствительность фото-диода;  $q$  — заряд электрона;  $\varepsilon_\lambda = hc / \lambda$  — энергия кванта излучения с длиной волны  $\lambda$ ;  $h$  — постоянная Планка;  $c$  — скорость света;  $\eta$  — квантовый выход;  $\alpha$  — коэффициент поглощения излучения в полупроводнике;  $F$  — плотность мощности засветки.

Выражение для напряжения на последовательном сопротивлении  $R_s$  имеет вид  $U_s = j_\Phi S_o R_s$ , причем  $R_s$  зависит от размеров и конфигурации КНО, а также от удельного сопротивления  $\rho_o$ , которое, как предполагается в данной статье, модулируется излучением по закону

$$\rho = \rho_o / (1 + \zeta S_o F), \quad (2)$$

где  $\zeta$  — коэффициент модуляции излучением удельного сопротивления.

При засветке фоточувствительной площадки параллельным пучком излучения область модуляции  $\rho_o$  в КНО образует цилиндр (на рис. 2 его разрез заштрихован). Подсчет величины  $R_s$  с учетом конфигурации КНО и модуляции  $\rho_o$  излучением, в соответствии с (2), приводит к следующему выражению:

$$R_s \cong \rho_o \delta (L_\partial - l) / S_o (1 + \delta \zeta S_o F),$$

где  $\delta = r_o / r_m \leq 1$ . Коэффициент модуляции  $\zeta$  определяется с учетом размеров полупроводниковой структуры, ее свойств, формы и длительности импульса излучения, заданной длины волны следующим образом. С учетом выражения для удельного сопротивления

$$\rho = \rho_o \sqrt{1 + \frac{p_\Phi}{P_o} + \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{n_\Phi}{p_o}}$$

при  $n_\Phi = p_\Phi$ , а также соотношения между  $\mu_n$  и  $\mu_p$  для кремния формула (2) может быть записана приближенно в другом виде

$$\rho \cong \rho_o \left(1 + 4 \frac{P_\Phi}{P_o}\right)^{-1},$$

где  $\rho_o$  — собственная концентрация дырок в  $n$ -области;  $p_\Phi$ ,  $n_\Phi$  — концентрация фотогенерированных дырок и электронов в КНО, соответственно. Величина  $p_\Phi$  определяется следующим равенством:

$$p_\Phi = P_\Phi / V = F \tau_{эф} \lambda \eta \left[1 - e^{-\alpha(L_\partial - l)}\right] / hc(L_\partial - l),$$

где  $P_\Phi$  — число фотогенерированных дырок;  $V = S_o(L_\partial - l)$  — объем фотогенерации носителей в КНО;  $\tau_{эф} = \tau_o / 4$  — эффективное время фотогенерации при нарастании импульса, заданного функцией  $\sin^2 \Omega t$ ,  $\Omega = \pi / \tau_o$ ;  $\tau_o$  — длительность импульса по нулевому уровню.

Комбинация формул для  $\rho$  и  $p_\Phi$  определяет выражение для коэффициента модуляции излучением сопротивления

$$\zeta \cong \rho_o S_\lambda \tau_o \eta \mu_p / S_o.$$

В результате подстановки развернутых выражений для  $U_l$ ,  $U_c$  и  $U_s$  в формулу (1) получаем после промежуточных формы

$$U_o = j_{\phi}^2 / \beta_p k^2 F^2 + j_{\phi} S_o R_n + j_{\phi} S_o \rho_o \delta (L_o - j_{\phi} / kF) / (1 + \zeta S_o F)$$

уравнение импульсной энергетической (ампер-ваттной) характеристики фотодиода

$$j_{\phi}^2 \frac{1}{\beta_p k^2 F^2} \left( 1 - \frac{\rho_o \delta \beta_p k F}{1 + \zeta S_o F} \right) + j_{\phi} \left( S_o R_n + \frac{\rho_o \delta L_o}{1 + \zeta S_o F} \right) - U_o = 0. \quad (3)$$

Формула (3) определяет зависимость плотности фототока от плотности мощности импульсной засветки в абсолютных единицах. В силу ограниченности фототока  $j_{\phi} \rightarrow U_o / S_o R_n$  при  $F \rightarrow \infty$ . Если  $F \rightarrow 0$ , то из уравнения (3) следует, что  $j_{\phi} \rightarrow k F l_o = j_{\phi, \text{л}}$ ,  $j_{\phi, \text{л}}$  — плотность фототока в линейном режиме,  $l_o \cong \sqrt{\beta_p U_o}$  — толщина ОПЗ при  $F \rightarrow 0$ .

С помощью уравнения (3) для конкретных режимов работы ( $\lambda = 1,06$  мкм;  $\tau_o = 8 \cdot 10^{-8}$  с;  $U_o = 120$  В, 30 В при  $R_n = 75$  Ом, 5,6 КОм, соответственно) экспериментальных образцов кремниевых  $p-n$ -фотодиодов с известными электрофизическими параметрами и конфигурацией ( $\eta = 0,6$ ;  $\alpha = 15$  см<sup>-1</sup>;  $\rho_o = 2 \cdot 10^3$  Ом·см,  $10^4$  Ом·см;  $S_o = 2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>;  $L_o = 0,04$  см;  $\delta = 0,25$ ) было рассчитано семейство ампер-ваттных характеристик (рис. 3). Так, характер кривых 1—4 примерно одинаков: по мере увеличения  $F$  линейный режим работы фотодиодов различной импульсной чувствительностью, зависящей от  $U_o$  и  $\rho_o$ , сменяется нелинейным, а затем наступает режим, близкий к насыщению, когда  $j_{\phi} \rightarrow U_o / S_o R_n$ .

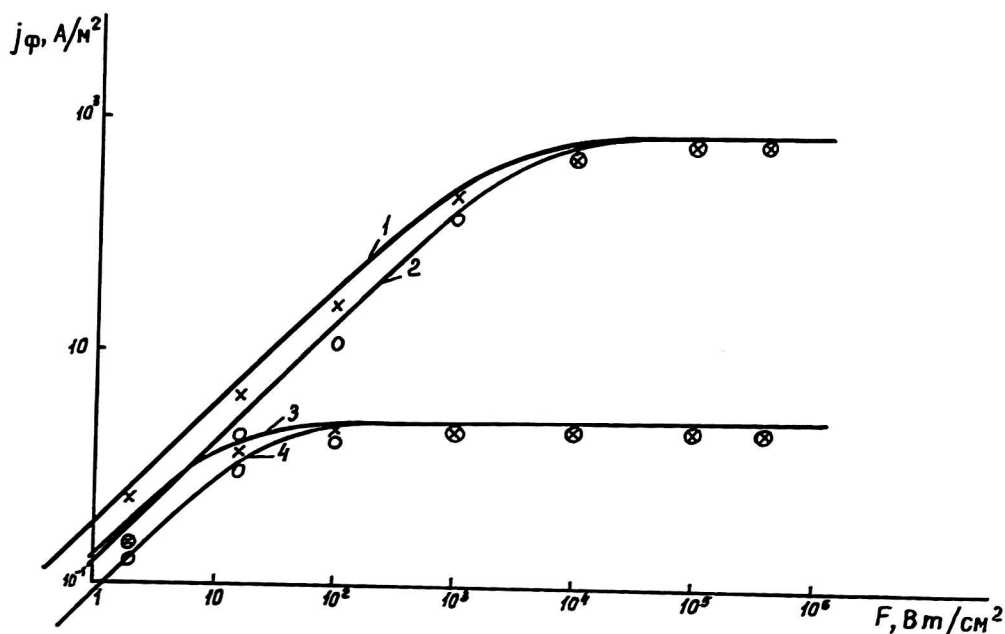


Рис. 3. Импульсные энергетические (ампер-ваттные) характеристики кремниевых  $p-n$ -фотодиодов:

- 1 —  $\rho_o = 10^4$  Ом·см,  $R_n = 75$  Ом,  $U_o = 120$  В, x — эксперимент; 2 —  $\rho_o = 2 \cdot 10^3$  Ом·см,  $R_n = 75$  Ом,  $U_o = 120$  В, o — эксперимент;
- 3 —  $\rho_o = 10^4$  Ом·см,  $R_n = 5,6$  КОм,  $U_o = 30$  В, x — эксперимент;
- 4 —  $\rho_o = 2 \cdot 10^3$  Ом·см,  $R_n = 5,6$  КОм,  $U_o = 30$  В, o — эксперимент;
- ⊗ — совпадение o и x — экспериментов

Экспериментальные результаты были получены на измерительной лазерной установке, работающей на длине волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм с длительностью импульса (по полуширине) 40 нс. Излучение твердотельного лазера с измеренной

мощностью направлялось через систему калиброванных по ослаблению сменных стеклянных фильтров на фоточувствительную площадку фотодиода.

Различные комбинации ослабителей дали возможность достичь изменения импульсной мощности засветки в пределах 3 мВт—700 Вт. Сигнал с нагрузки фотодиода  $R_n$  измерялся с помощью осциллографа. В результате эксперимента были получены дискретные значения ("точки") зависимости плотности фототока диода плотности мощности падающего на него излучения.

Режимы работы фотодиода и свойства их материала соответствовали вариантам расчета, указанным ранее.

Экспериментальные "точки" были нанесены на графики расчетных ампер-ваттных характеристик. Сравнение расчетных кривых и экспериментальных результатов показывает их удовлетворительное совпадение. В области малых уровней плотности мощности засветки экспериментальные точки лежат несколько ниже расчетных кривых. Это, по-видимому, объясняется накоплением систематических погрешностей калибровки ослабителей излучения, которые в этом случае полностью вводятся в оптический тракт. Однако даже в этом случае, когда полный коэффициент ослабления всей системы фильтров в оптическом тракте достигает пяти порядков, максимальное различие между расчетом и экспериментом находится в пределах 20 %, что позволяет считать его удовлетворительным.

На участке насыщения экспериментальные результаты также имеют значения, которые меньше расчетных, хотя расхождение здесь существенно меньше, чем в случае малых засветок. Это различие может быть объяснено влиянием следующих факторов, действующих при больших засветках, но не учтенных в данном расчете: ограничение концентрации неравновесных носителей заряда на уровне порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> [9], эффект Бурштейна [10], сопротивление тылового контакта и др.

Возможности эксперимента ограничивали максимальную плотность мощности засветки на уровне  $\sim 4 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> (как указано в [11], [12], порог разрушения кремния составляет  $\sim 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>).

Уравнение (3) позволяет определить верхний предел линейности и начало участка насыщения ампер-ваттной характеристики фотодиода после расчета и построения значительной ее части. На практике, однако, иногда возникает необходимость предварительного определения пригодности выбранного типа  $p-n$ -фотодиода для работы в режиме больших импульсных засветок. В этом случае требуется хотя бы приближенная оценка верхнего предела линейности  $F_{н.л}$  характеристики без ее предварительного измерения или расчета по формуле (3). Такая оценка может быть произведена после преобразования уравнения (3). Поделив его почленно на

$$U_o \equiv I_o^2 / \beta_p \equiv j_{ф.л}^2 / \beta_p k^2 F^2$$

где  $j_{ф.л}$  — ток фотодиода в линейном режиме и обозначив  $j_{ф.л} / j_{ф.л} = \xi \leq 1$ , перепишем формулу (3) в виде

$$\xi^2 \left( 1 - \frac{\rho_o \delta \beta_o k F}{1 + \xi S_o F} \right) + \xi k F \frac{I_o}{U_o} \left( S_o R_n + \frac{\rho_o \delta L_{\partial}}{1 + \xi S_o F} \right) - 1 = 0. \quad (4)$$

В уравнении (4) величина  $\xi$  показывает степень отклонения ампер-ваттной характеристики фотодиода от линейной зависимости. Если  $\xi \rightarrow 0$ , то фотодиод находится в режиме насыщения по засветке. Если  $\xi \rightarrow 1$ , то режим работы фотодиода близок к линейному. В этом случае, очевидно,  $\xi S_o F \ll 1$ , и уравнение (4) после его упрощения может быть разрешено относительно  $F$  так (здесь  $F$  приобретает смысл  $F_{н.л}$ ):

$$F_{п.л} \cong \frac{1 - \xi^2}{\xi} \frac{1}{\beta_p k p_o \delta [(1 + R_n / \delta R_o) L_o / l_o - \xi]}, \quad (5)$$

где  $R_o = \rho_o L_o / S_o$ .

Прием сравнительно интенсивного импульсного излучения фотодиодами обычно производится при малых значениях нагрузочного сопротивления  $R_n$ . В этом случае, когда  $R_n \ll \delta R_o$ , формула (5) упрощается и принимает вид

$$F_{п.л} \cong \frac{1 - \xi^2}{\xi} \frac{1}{\beta_p k p_o \delta [L_o / l_o - \xi]}. \quad (6)$$

По этой формуле были определены расчетные зависимости  $F_{п.л} = f(\xi)$  для *pin*-фотодиода ( $\rho_o = 2 \cdot 10^3$  Ом · см) с малой нагрузкой ( $R_n = 75$  Ом) при двух значениях напряжения смещения  $U_o = 30$  В и  $U_o = 60$  В (рис. 4, кривые 1, 2, соответственно). На этих же графиках для  $\xi = 0,9$  нанесены экспериментальные результаты, полученные на описанной выше лазерной установке для *pin*-фотодиода, работающего в указанных режимах. Как видно, отклонения экспериментальных точек от расчетных невелики, поэтому оценку (6) для данного режима работы фотодиода можно считать адекватной.

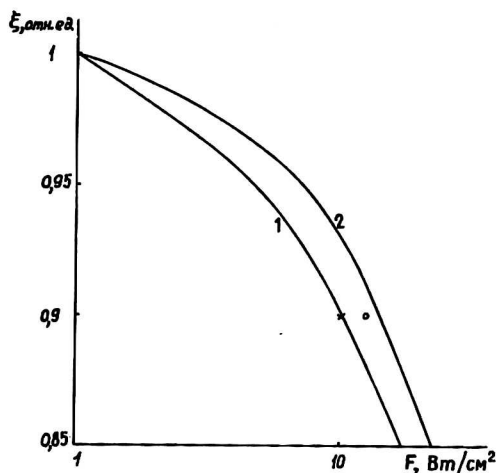


Рис. 4. Зависимость между пределом линейности  $F_{п.л}$  и коэффициентом  $\xi$  при  $\rho_o = 2 \cdot 10^3$  Ом·см,  $R_n = 75$  Ом;  
1 —  $U_o = 30$  В, x — эксперимент;  
2 —  $U_o = 60$  В, o — эксперимент

Если оценивается величина  $F_{п.л}$  для *pin*-фотодиода, работающего в специальной аппаратуре с высокоомной нагрузкой, то необходимо применять формулу (5).

В заключение заметим, что изложенные результаты расчета ампер-ваттной характеристики и оценки  $F_{п.л}$  неприменимы для фотодиодов, изготовленных на основе низкоомного кремния (например, типа ФД-7К, Ф-8К и др.), поскольку для них несправедливы некоторые принятые в данной работе допущения (например, условие тонкой базы, отсутствие диффузии фотогенерированных носителей из КНО и др.).

Поэтому получение уравнения ампер-ваттной характеристики для таких фотодиодов связано с большими трудностями, а само уравнение должно иметь весьма громоздкий вид, сложный для его анализа. Для таких фотодиодов указанные характеристики проще получить экспериментально (как это сделано, например, в [3]).

### Литература

1. Игнатьев В. Г., Фокина Н. Н. Световые характеристики фотодиодов в импульсном режиме освещения // В сб.: Импульсная фотометрия. — Л.: Машиностроение, 1975. Вып. 4.

2. Ешметьева Е. В., Кувалдин Э. В. Проверка линейности световой характеристики фотодиодов в импульсном режиме работы // В сб.: Импульсная фотометрия. 1979. Вып. 6.
3. Доссон Н. И., Казарин Л. Н., Короткова И. Б. Исследование инерционных свойств и верхнего предела линейности световой характеристики кремниевых фотодиодов в диапазоне длин волн 0,5—1,15 мкм // Там же.
4. Доссон Н. И., Казарин Л. Н., Смолин О. В., Тимофеев А. А. К анализу работы фотодиодов в большом диапазоне импульсной засветки // Там же. 1978. Вып. 5.
5. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1972.
6. Edwards J. C., Jeffries R. // Journal of Physics E: Scientific Instruments. 1973. № 6.
7. Климанов Е. А., Кулыманов А. В., Лисейкин В. П., Юнгерман В. М. О вольт-амперной характеристике кремниевого *pin*-диода большой площади, работающего в режиме полного истощения // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. № 9.
8. Анисимова И. Д., Викулин И. М., Заитов Ф. А. и др. Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра. // Под ред. В. И. Стафеева. М.: Радио и связь, 1984.
9. Блинов Л. М., Вавилов В. С., Галкин Г. Н. ФотоЭДС на *p-n*-переходе в полупроводнике при интенсивном возбуждении // Письма ЖЭТФ. 1963. Т. 3. № 7.
10. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. — М.: Высш. шк., 1975.
11. Грасюк А. З., Зубарев И. Г. Взаимодействие полупроводников с интенсивными световыми потоками // ФТП. 1969. Т. 3. № 5.
12. Климов А. Д., Скворцов А. А., Чешев Е. А. О предельных уровнях облучения кремниевых фотодиодов // В сб.: Импульсная фотометрия. — Л.: Машиностроение, 1979. Вып. 6.

## RESEARCH OF PULSE ENERGY CHARACTERISTICS OF SILICON PIN-PHOTODIODES AT FAINT PADIATION ABSORBTION IN MATERIAL

*N. I. Dosson*

State Unitary Enterprise «RD&P Center "Orion"», Moscow, Russia

*Details of silicon pin-photodiodes operation in high pulse illumination range for faint radiation absorbtion in the material are considered. The equation in time-lag-free approximation for pulse photocurrent-radiant flux, characteristics of photodiode, depending on it's electrophysical parameters and operating condition is deduced. Approximate calculated evaluation of higher limit of a linear range of photodiode operation of given. The calculated data are compared with those ones found by at experiment at  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ .*