

# Физическая аппаратура и ее элементная база

УДК 621.382

## Длительность фазы высокой обратной проводимости диодов при произвольном законе спада прямого тока

П. Г. Дерменжи, Ю. М. Локтаев

ГУП "Всероссийский электротехнический институт им. В. И. Ленина", Москва, Россия

А. В. Ставцев, А. А. Черников

ЗАО "Протон-Электротекс", г. Орел, Россия

*Методика точного численно-аналитического расчета длительности фазы высокой обратной проводимости  $t_s$  диодных структур с резкими  $p^+$ - $n$ - и  $n^+$ - $n$ -переходами при линейном спаде прямого тока, предложенная в [1], обобщена на случай произвольного закона спада прямого тока. Приведены примеры расчетов  $t_s$  при ступенчатом спаде прямого тока, используемые, в частности, для определения времени жизни неравновесных носителей заряда в базе. Показано также, что данная методика позволяет рассчитать распределение неравновесных носителей заряда в базе диода в любой момент времени при  $t \leq t_s$ .*

Исследования длительности фазы высокой обратной проводимости процесса обратного восстановления силовых диодов при различных законах спада прямого тока представляют значительный интерес. При практически линейном спаде прямого тока длительность фазы высокой обратной проводимости  $t_s$  определяет амплитуду импульса переходного обратного тока  $I_{rrm}$  и тем самым влияет на величину заряда обратного восстановления  $Q_{rr}$  и коэффициент "мягкости" процесса обратного восстановления [2]. При ступенчатом изменении направления тока с прямого на обратное измерения  $t_s$  используются для определения времени жизни неравновесных носителей заряда в базе  $\tau_h$  т. н. методом Лакса [3] или разностным методом [4], а также для определения электрофизических параметров сильнолегированных (эмиттерных) слоев диодов [5]. Ступенчатое уменьшение прямого тока до нуля используется для измерения послеинжекционной ЭДС [6], что позволяет определить падение напряжения на базе диода и суммарное падение напряжения на  $p^+$ - $n$ - и  $n^+$ - $n$ -переходах, а также оценить значения  $\tau_h$  и влияние на них параметров сильнолегированных слоев [5, 7].

В данной работе методика точного численно-аналитического расчета  $t_s$  при линейном спаде прямого тока в случае диодных структур с резкими  $p^+$ - $n$ - и  $n^+$ - $n$ -переходами, предложенная в [1], распространяется на случай произвольного закона спада прямого тока. Сказанное подтверждается расчетами  $t_s$  при трех вариантах ступенчатого изменения прямого тока. Показано также, что указанная методика позволяет рассчитать распределение неравновесных носителей заряда в базе диода в любой момент времени при  $t \leq t_s$ .

### Методика расчетов

Прежде всего отметим два момента: все обозначения, принятые в данной работе, совпадают с принятыми в [1], поэтому здесь не приводятся; предлагаемая методика расчетов является всего лишь обобщением предложенной в [1] на случай произвольного закона спада прямого тока, и поэтому в математических выкладках приводятся только соответствующие отличия, связанные с этим обстоятельством.

В граничных условиях (2) и (3) работы [1] выражения  $a_0$  ( $-a_1 + a_2\theta$ ) и  $b_0$  ( $b_1 - b_2\theta$ ), описывающие линейный спад прямого тока, заменяются, соответственно, выражениями

$$-b/(b+1)(J_F(\theta)/J_{si}) \text{ и } 1/(b+1)(J_F(\theta)/J_{si}), \quad (1)$$

где  $J_F(\theta)$  — произвольный закон спада прямого тока.

В формулах (7) и (8) работы [1] слагаемые  $a_2\theta$  и  $b_2\theta$  из левых частей переносятся в правые, после чего выражения  $(a_1 - a_2\theta)$  и  $(b_1 - b_2\theta)$  заменяются выражениями

$$b/(b+1)(J_F(\theta)/J_{sn}) \text{ и } 1/(b+1)(J_F(\theta)/J_{sp}). \quad (2)$$

В результате этого выражения для коэффициентов  $a_k$  и  $b_k$ , входящих в правые части формул (9) и (10) работы [1], также несколько видоизменяются — разности слагаемых  $(a_1 - a_2\theta_k)$  и  $(b_1 - b_2\theta_k)$  заменяются, соответственно, членами

$$b/(b+1)(J_F(\theta_k)/J_{sn}) \text{ и } 1/(b+1)(J_F(\theta_k)/J_{sp}). \quad (3)$$

Значение  $J_{rrm}$  (максимальной плотности переходного обратного тока  $I_{rrm}$ ) может определяться при этом внешней схемой, а не самим диодом. Длительность же фазы высокой обратной проводимости определяется из

условия  $z_0(\theta_s) = 0$ , где  $z_0$  — нормированная концентрация неравновесных дырок в  $n$ -базе на границе с  $p^+$ - $n$ -переходом. При расчетах зависимостей  $z_0$  и  $z_w$  от времени в формулах (9) и (10) работы [1] без всякого ущерба для точности расчетов можно пренебречь квадратичными членами их приращений, где  $w = W_n/L$ ,  $W_n$  — толщина  $n$ -базы.

**Примеры расчетов при ступенчатом спаде прямого тока**

При ступенчатом изменении прямого тока положим, что  $J_F(\theta) = J_F - k_0\tau_h\theta$  при  $0 \leq \theta < \theta_0$  и  $J_F(\theta) = J_F - k_0\theta\theta_0 \equiv J_R = \text{const}$  при  $\theta > \theta_0$ , где  $k_0$  — скорость спада прямого тока;  $\theta = t/\tau_h$ .

Рассмотрим в качестве примера ту же диодную структуру, что и в работе [1], и примем, что  $\theta_0 \ll 1$  и  $J_R \leq 0$ . При  $J_R = 0$  предложенная методика позволяет рассчитать послейнжекционную ЭДС  $V_j(\theta) = (kT/q) \cdot f(\theta)$  и эффективное время жизни носителей заряда  $\tau_{hef}(\theta) = -2/(df(\theta)/d\theta)$ , где  $f(\theta) = \ln(z_0(\theta)z_w(\theta))$ .

В качестве примера в размерных единицах эти зависимости приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что  $V_j$  резко уменьшается, а  $\tau_{hef}$  резко увеличивается со временем, достигая значения  $\tau_h$  только при  $t \approx 5$  мкс.

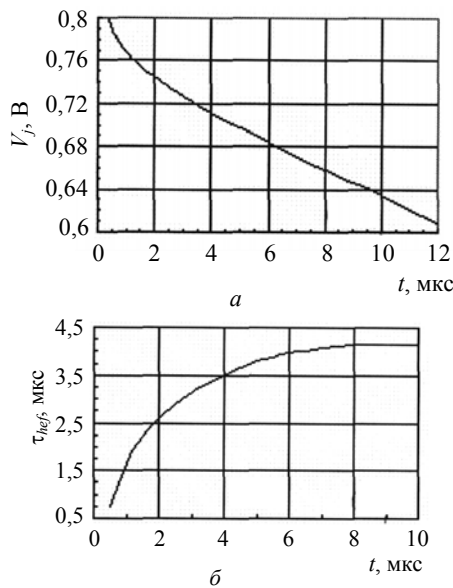


Рис. 1. Зависимости послейнжекционной ЭДС (а) и эффективного времени жизни (б) от времени при  $J_F = 100 \text{ А/см}^2$ ,  $J_R = 0$ ,  $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$  и  $\tau_h = 4,15 \text{ мкс}$

При  $J_R < 0$  были рассчитаны зависимости длительности импульса обратного тока  $t_p$  (так называемой "полочки") от  $J_F$  при  $|J_R/J_F| = 0,5$ ,  $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$  и трех значениях  $\tau_h$ , а также от  $J_{sn}$  и  $J_{sp}$  при  $J_F = 100 \text{ А/см}^2$  и тех значениях отношения  $|J_R/J_F|$  и  $\tau_h$ . Результаты расчетов представлены на рис. 2. Заметим сначала, что при  $J_{sn} = J_{sp} = 0$  значения отношения  $t_p/\tau_h$  равны, соответственно, 0,478; 0,627 и 0,775 при  $\tau_h = 4,15$ ; 21 и 41,5 мкс, соответственно. Из рис. 2, б видно, что эти значения отношения  $t_p/\tau_h$  практически реализуются только при  $J_{sn} = J_{sp} \leq 1 \cdot 10^{-15} \text{ А/см}^2$  в случае  $\tau_h = 21$  и 41,5 мкс и при  $J_{sn} = J_{sp} \leq$

$5 \cdot 10^{-14} \text{ А/см}^2$  в случае  $\tau_h = 4,15 \text{ мкс}$ . В то же время из рис. 2, а видно, что в случае  $\tau_h = 21$  и 41,5 мкс и  $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$  значения отношения  $t_p/\tau_h$  уже при  $J_F = 1 \text{ А/см}^2$  заметно меньше максимальных значений, указанных выше. Из рис. 2 видно также, что с ростом  $J_F$  и  $J_{sn}$ ,  $J_{sp}$  отношение  $t_p/\tau_h$  уменьшается тем быстрее, чем больше  $\tau_h$ .

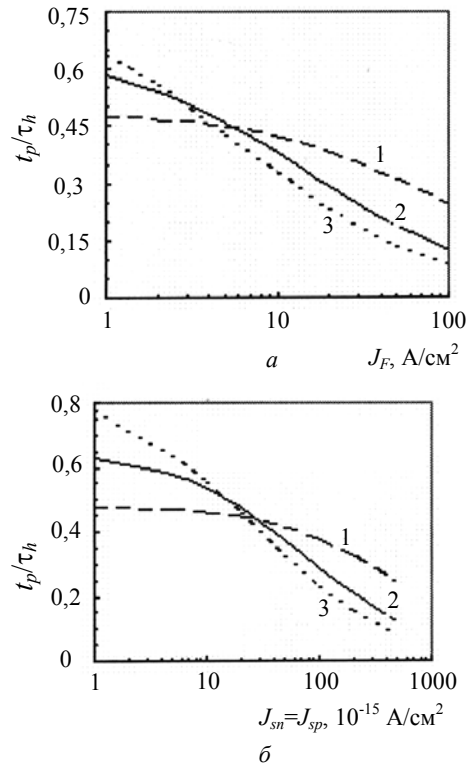


Рис. 2. Зависимости отношения  $t_p/\tau_h$  от плотности прямого тока  $J_F$  (а) и от  $J_{sn}$ ,  $J_{sp}$  (б) при трех значениях  $\tau_h$ : 1 — 4,15 мкс; 2 — 21 мкс; 3 — 41,5 мкс

В работе [4] был предложен так называемый разностный метод измерения  $\tau_h$ . Суть метода заключается в последовательном измерении  $t_p$  при двух малых значениях отношения  $|J_R/J_F|$ , например, при  $|J_R/J_F| = 0,05$  и  $|J_R/J_F| = 0,05/e$ , где  $e$  — основание натуральных логарифмов. Соответствующие значения  $t_p$  равны  $t_{p1}$  и  $t_{p2}$ . Утверждалось, что при этом  $\tau_h = t_{p2} - t_{p1}$  и практически не зависит от коэффициентов инжекции  $p^+$ - $n$ - и  $n^+$ - $n$ -переходов.

Для проверки этого утверждения были выполнены следующие расчеты. Разность  $(t_{p2} - t_{p1})$  обозначалась как  $\tau_{hr}$  и рассчитывалось отношение  $\tau_{hr}/\tau_h$  при  $J_F = 100 \text{ А/см}^2$  и  $\tau_h = 4,15 \text{ мкс}$ . При расчетах  $t_{p1}$  и  $t_{p2}$  отношение  $|J_R/J_F|$  варьировалось, соответственно, в интервале  $(0,05-0,2)$  и  $(0,05-0,2)/e$ . Расчеты были выполнены как по линейной ( $J_{sn} = J_{sp} = 0$ ), так и по нелинейной модели ( $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2$ ) при двух значениях толщины  $n$ -базы  $W_n$ : 400 мкм ( $w \approx 4,58$ ) и 175 мкм ( $w \approx 2$ ). Результаты расчетов представлены на рис. 3. Видно, что с уменьшением отношения  $|J_R/J_F|$  значения  $\tau_{hr}$  действительно стремятся к  $\tau_h$ , однако даже в случае линейной модели отношение  $\tau_{hr}/\tau_h$  остается заметно меньшим 1, особенно в случае  $W_n = 400 \text{ мкм}$ . В случае нелинейной модели значения  $\tau_{hr}$  существенно

меньше  $\tau_h$ .

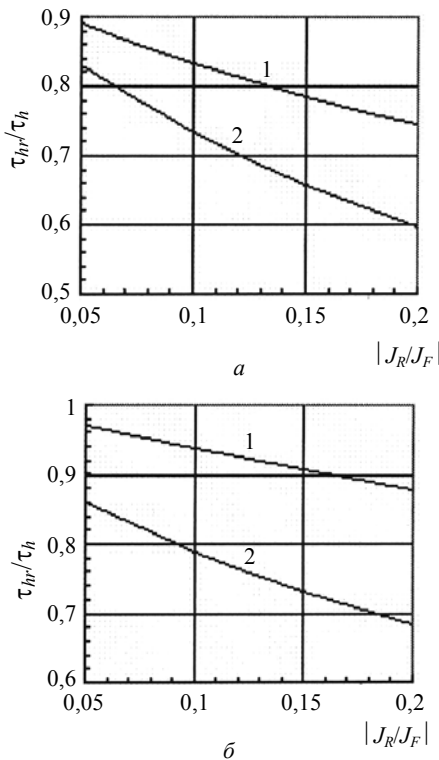


Рис. 3. Зависимости отношения  $\tau_h/\tau_h$  от отношения  $|J_R/J_F|$  в случае диодной структуры толщиной 400 мкм (а) и 200 мкм (б) при  $J_F = 100$  А/см<sup>2</sup> и  $\tau_h = 4,15$  мкс: 1 — линейная модель; 2 — нелинейная модель

**Распределение неравновесных носителей заряда в базе диода**

Выражение, полученное по методике, изложенной в [1], и описывающее распределение неравновесных носителей заряда в базе диода в произвольный момент времени  $\theta_k$ , имеет вид

$$z(x, \theta_k) = z_0(\theta_k) \frac{sh(w-x)}{sh(w)} + z_w(\theta_k) \frac{sh(x)}{sh(w)} + \frac{2\pi}{w^2} \sum_{i=1}^k \left[ \frac{\delta z_{0i}}{\delta \theta_i} (S_{0k,i} - S_{0k,i-1}) - \frac{\delta z_{wi}}{\delta \theta_i} (S_{wk,i} - S_{wk,i-1}) \right], \quad (4)$$

где  $S_{0u,v} = \sum_{n=1}^{\infty} f(x, w, n) e^{r_n(\theta_u - \theta_v)}$  ;

$$S_{wu,v} = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n f(x, w, n) e^{r_n(\theta_u - \theta_v)}$$
 ;

$$u \equiv k; v \equiv i \text{ или } i-1; f(x, w, n) = \frac{n}{r_n^2} \left( \sin \frac{\pi n x}{w} \right);$$

$$r_n = - \left[ 1 + \left( \frac{\pi n}{w} \right)^2 \right]; n = 1, 2, 3 \dots$$

На рис. 4 в качестве примера представлены рассчитанные по формуле (4) распределения неравновесных носителей заряда  $z(x, \theta)$  по толщине  $n$ -базы диода в различные моменты времени при линейном спаде прямого тока, а именно, в начальный момент времени (при  $\theta = 0$ ), в момент прохождения тока через ноль (при  $\theta = J_F/k_0$ ) и в

момент завершения фазы высокой обратной проводимости (при  $\theta = \theta_s = J_F/k_0 + t_s/\tau_h$ ). Расчеты выполнены для случая  $\tau_h = 4,15$  мкс,  $J_F = 100$  А/см<sup>2</sup>,  $J_{sn} = J_{sp} = 5 \cdot 10^{-13}$  А/см<sup>2</sup> и  $k_0 = 25$  А/(см<sup>2</sup>·мкс).

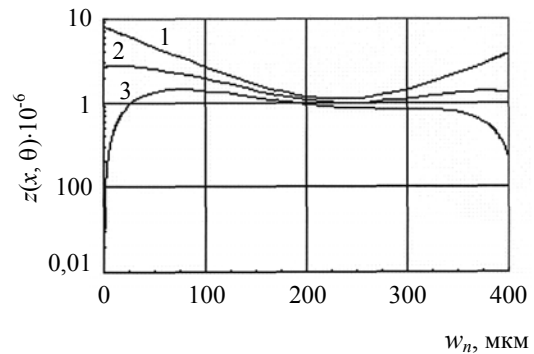


Рис. 4. Распределения неравновесных носителей заряда в базе диода при: 1 —  $\theta = 0$ ; 2 —  $\theta = J_F/k_0$ ; 3 —  $\theta = \theta_s$

**Заключение**

Методика точного численно-аналитического расчета длительности фазы высокой обратной проводимости  $t_s$  диодных структур с резкими  $p^+n$ - и  $n^+n$ -переходами при линейном спаде прямого тока, предложенная в [1], обобщена на случай произвольного закона спада прямого тока. Сказанное иллюстрируется расчетами  $t_s$  при трех вариантах ступенчатого изменения прямого тока. При ступенчатом спаде прямого тока до 0 подтверждена пригодность методики для расчетов зависимостей от времени послеинжекционной ЭДС и эффективного времени жизни неравновесных носителей заряда в базе  $\tau_{hef}(\theta)$ . При ступенчатом изменении направления тока с прямого на обратное методика позволяет установить зависимости  $t_s$  от параметров режима коммутации и эффективности  $p^+n$ - и  $n^+n$ -переходов и тем самым определить погрешности измерения  $\tau_h$  методом Лакса [3] и разностным методом [4]. Показано также, что предложенная методика позволяет рассчитать распределение неравновесных носителей заряда в базе диода в любой момент времени при  $t \leq t_s$ .

**Л и т е р а т у р а**

1. Дерменжи П. Г., Думаневич А. Н., Локтаев Ю. М., Павлик В. Я.// Прикладная физика. 2003. № 2. С. 128.
2. Benda V.// Proc. of 5<sup>th</sup> EPE Conference. Brighton, UK. Sept. 1993. P. 228.
3. Lax V., Neustadter S. F.// J. Appl. Phys. 1954. V. 25. № 9. P. 1148.
4. Григорьев Б. И., Тогатов В. В.// Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 5. С. 1063.
5. Грехов И. В., Отблеск А. Е.// Там же. 1974. Т. 19. № 9. С. 1910.
6. Jain S. C., Ray V. C.// Solid-State Electronics. 1985. V. 29. № 5. P. 561.
7. Di Zitti E., Bisio G. M.// Ibid. 1991. V. 34. № 7. P. 771.

Статья поступила в редакцию 4 мая 2005 г.

## Duration of diodes high reverse conduction stage at arbitrary law of forward current fall

*P. G. Dermenji, Yu. M. Loktaev*

The Lenin's All-Russian Electrotechnical Institute, Moscow, Russia

*A. V. Stavtsev, A. A. Chernikov*

Joint-stock Company "Proton-Electrotex", Oryol, Russia

*A method of exact numerical-analytical calculation of high reverse conduction stage duration  $t_s$  of diode structure with abrupt  $p^+n$ - and  $n^+n$ -junctions, proposed in [1], was generalized on the case of arbitrary law of forward current fall. Examples of calculations of  $t_s$  at stepped fall of forward current, which are used in particular for nonequilibrium charge carriers life time determination, are carried out. It is also shown that this method allows to calculate of nonequilibrium charge carriers distribution in diode base at any time  $t \leq t_s$ .*

УДК 621.384.3

## Сканирующий тепловизор на болометрической линейке

*А. Г. Жуков, В. А. Мазеев*

ФГУП «НПП "Исток"», г. Фрязино, Россия

*Кратко описан сканирующий тепловизор, использующий в качестве приемника излучения 64-элементную болометрическую линейку на основе соединения титана. Приведены основные параметры тепловизора и пример полученного с его помощью изображения. Указаны особенности работы тепловизора и области его возможных применений.*

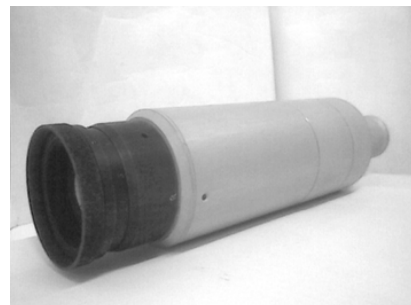
В последние годы интенсивно разрабатывается сравнительно новый тип ИК-фотоприемников — болометрические матрицы, не требующие криогенного охлаждения, имеющие малые габариты, массу, энергопотребление и содержащие десятки или даже сотни тысяч фоточувствительных площадок. В литературе опубликованы примеры малогабаритных тепловизионных камер различного назначения, созданных на их основе [1].

Вместе с тем для ряда применений тепловизионные приборы с достаточными техническими характеристиками могут быть построены и на основе малоэлементных болометрических линеек, изготавливаемых по несложной, по сравнению с матрицами, технологии и более дешевых [2, 3].

Такие недорогие приборы (тепловизоры, камеры для получения термопрофилей, датчики горизонта и т. п.) могут найти применение в различных областях техники [2—4].

Так, тепловизор на 64-элементной болометрической линейке состоит из шести основных составных частей: ИК-объектива, фотоприемного устройства, блока электронной обработки видео-сигнала, сканера, ЖК-индикатора и корпуса, конструктивно объединяющего

первые пять частей. ИК-объектив, формирующий изображение объектов (рис. 1), имеет относительное отверстие 1:0,86, фокусное расстояние 52 мм, угловое поле зрения 7 угл. град., абберационное пятно рассеяния на 10%-ном уровне интенсивности не превышает 50 мкм в пределах всего углового поля.



*Рис. 1. Внешний вид камеры с объективом. Общая длина камеры 250 мм, диаметр 75 мм*

В фокальной плоскости объектива размещена болометрическая 64-элементная линейка на основе соединения титана [5] с обнаружительной способностью около  $7 \cdot 10^7$