

**ЛАВИННО-КАСКАДНОЕ УСИЛЕНИЕ ИМПУЛЬСА В PN-I-PN СТРУКТУРЕ С ОБРАТНО СМЕЩЕННЫМИ P-N ПЕРЕХОДАМИ**

К. А. Лукин, П. П. Максимов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: Lndes@kharkov.com*

Моделируется лавинно-каскадное усиление в обратно смещенных *pn-i-pn* структурах в линейном и нелинейном режимах. Исследовано влияние заряда подвижных носителей, концентрации примесных атомов, электрического поля и величины обратного смещения на коэффициент усиления. Оценена резонансная частота GaAs *pn-i-pn* структур. Определено влияние времени жизни неравновесных носителей тока на величину порогового тока GaAs *pn-i-pn* структур. Ил. 11. Библиогр.: 11 назв.

**Ключевые слова:** полупроводник, *pn-i-pn* структура, ударная ионизация, разностный метод, внутреннее усиление.

Впервые исследования физических процессов в обратно смещенных *pn-i-pn* структурах с положительной обратной связью были проведены в работах [1, 2]. В них рассмотрена упрощенная модель *pn-i-pn* структур, в которой размер *i*-области существенно превышал размеры обедненных областей *p-n* переходов. Это позволило свести задачу о моделировании физических процессов в структуре к задаче о дрейфовом движении электронов и дырок в *i*-области с нелинейными граничными условиями. Один из важных результатов этих исследований – вывод о принципиальной возможности использования *pn-i-pn* структур для создания на их основе детекторов частиц с высокой энергией [1] и генераторов хаотических колебаний [2]. Результаты этих работ стимулировали дальнейшее изучение электрических свойств *pn-i-pn* структур с положительной обратной связью по дрейфовому току между *p-n* переходами. В работе [3] было численно исследовано внутреннее усиление тока упрощенной модели *pn-i-pn* структур [1, 2], а также модели, допускающей несимметричное падение напряжения на *p-n* переходах. Настоящая работа является продолжением этих исследований. В ней методами конечных разностей моделируется лавинно-каскадное усиление импульса в *pn-i-pn* структурах с обратно смещенными *p-n* переходами в линейном и нелинейном режимах.

**1. Постановка задачи.** На рис. 1 приведена схема полупроводниковой *pn-i-pn* структуры с обратно смещенными ступенчатыми *p-n* переходами. Области *p*<sub>1</sub> и *p*<sub>2</sub> легированы приместью акцепторов и имеют соответственно размеры  $x_2-x_1$  и  $x_5-x_4$ . Области *n*<sub>1</sub> и *n*<sub>2</sub> легированы приместью доноров, размеры которых равны соответственно  $x_3-x_2$  и  $x_6-x_5$ ; *i*-область – слаболегированный (собственный) полупроводник размером  $x_4-x_3$ . Точка  $x_2=0$  принята за начало координат. Точки  $x_2$ ,  $x_5$  - границы раздела *p*- и *n*-областей обоих *p-n*

переходов. Для внутреннего усиления необходимо существование электрического поля в *i*-области структуры. Расчет этого поля выполнен в соответствии с методикой работы [4].

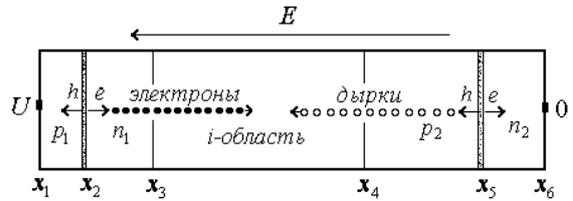


Рис. 1. Одномерная модель лавинных *pn-i-pn* структур с внутренней обратной связью ( $U < 0$ )

В качестве математической модели *pn-i-pn* структур используем диффузионно-дрейфовую модель (ДДМ), исходные уравнения которой имеют следующий вид [5-6]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (p - n + N), \quad \frac{\partial \phi(x, t)}{\partial x} = -E(x, t); \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n, p); \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n, p); \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} J_n &= qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad J_{cm} = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}, \\ J_p &= qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \right\}; \quad (4)$$

$$\frac{L}{v} \frac{dJ}{dt} = J_{st} - J \left( 1 - \int_{L_p}^n \alpha(E) dx \right) + \frac{1}{v} \frac{d^2 V}{dt^2} - \int_{L_p}^n \alpha(E) J_{cm}(x) dx - \frac{2v_n}{v} \bar{R}, \quad (5)$$

где  $E$  - напряженность электрического поля;  $\phi$  - электрический потенциал;  $J$  - плотность полного

тока;  $J_n$  - плотность электронного тока;  $J_p$  - плотность дырочного тока;  $J_{cm}$  - плотность тока смещения;  $n$  - концентрация электронов в зоне проводимости;  $p$  - концентрация дырок в валентной зоне;  $v = v_n + v_p$ ;  $v_n, v_p$  - скорость электронов и дырок соответственно;

$$N(x) = \begin{cases} -N_{a1}, -L_{p1} < x < x_2; N_{d1}, x_2 < x < L_{n1}; \\ 0, L_{n1} < x < L_{p2}; \\ -N_{a2}, L_{p2} < x < x_5; N_{d2}, x_5 < x < L_{n2}; \end{cases}$$

$N_a$  - концентрация примесных акцепторов;  $N_d$  - концентрация примесных доноров;  $q$  - абсолютное значение заряда электрона;  $\epsilon\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума;

$$V(t) = - \int_{-L_{p1}}^{L_{n2}} E(x,t) dx - \text{падение напряжения на } pn-i-pn \text{ структуре; } J_{st} = J_{in} + J_{ns} + J_{ps} - \text{начальная плотность тока; } J_{in} - \text{плотность тока инжекции; } J_{ns}, J_{ps} - \text{плотность электронного и дырочного токов насыщения соответственно; } R(n,p) - \text{скорость рекомбинации электронов и дырок по формуле Шокли-Рида-Холла [7]; } \bar{R} = \int_0^w R(x) dx - \text{плотность тока рекомбинации;}$$

$\alpha_{n,p}(E) = A_{n,p} \exp \left[ - \left( \frac{b_{n,p}}{E} \right)^{m_{n,p}} \right]$  - коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок соответственно [8];  $D_n, D_p$  - коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны с подвижностями  $\mu_n, \mu_p$  соотношениями Эйнштейна  $\mu_n = D_n / \varphi_0$ ,  $\mu_p = D_p / \varphi_0$ ;  $w = L_n + L_p$ ;  $L_p, L_n$  - размеры обедненных  $p$ - и  $n$ -областей  $p$ - $n$  перехода.

Дифференциальные уравнения (1)-(3) дополняются граничными условиями

$$E(-L_{p1}, t) = 0, E(L_{n1}, t) = E_i(L_{n1}, t), \quad (6)$$

$$E(L_{p2}, t) = E_i(L_{p2}, t), E(L_{n2}, t) = 0$$

$$\left. \begin{aligned} J_p(-L_{p1}, t) &= J(t) - J_{ns}(-L_{p1}, t), \\ J_n(L_{n1}, t) &= J(t) - J_{pi}(L_{n1}, t), \\ J_p(L_{p2}, t) &= J(t) - J_{ni}(L_{p2}, t), \\ J_n(L_{n2}, t) &= J(t) - J_{ps}(L_{n2}, t), \end{aligned} \right\}; \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi(-L_{p1}, t) &= V, \varphi(L_{n1}, t) = V_1 + V_2, \\ \varphi(L_{p2}, t) &= V_2, \varphi(L_{n2}, t) = 0 \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

условиями непрерывности на границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей обоих  $p$ - $n$  переходов

$$\left. \begin{aligned} E(x_{2,5} - 0, t) &= E(x_{2,5} + 0, t), \\ \varphi(x_{2,5} - 0, t) &= \varphi(x_{2,5} + 0, t) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

и начальными условиями

$$\left. \begin{aligned} J(-L_{p1}, t=0) &= J_{st}, \\ J_{pi}(L_{n1}, t=0) &= J_{ps}, J_{ni}(L_{p2}, t=0) = J_{ns} \end{aligned} \right\}, \quad (10)$$

где  $J_{ni}, J_{pi}$  - плотности электронного и дырочного токов, поступающие из  $i$ -области соответственно в  $p$ - $n$  переходы.

Для численного решения уравнения ДДМ нормировались по формуле  $\tilde{a} = a / a_0$ , где  $a$  - размерная величина;  $a_0$  - нормировочный коэффициент (знак « $\sim$ » над безразмерными величинами опущен), который равен соответственно  $E_0 = \varphi_0 / L_0$ , В/м;  $\varphi_0 = kT / q$ , В;  $L_0 = \sqrt{\epsilon\epsilon_0 \varphi_0 / qn_i}$ , м;  $t_0 = L_0^2 / D_0$ , с;  $D_0 = 1$ , м<sup>2</sup>/с [3]. Нормированные уравнения ДДМ (1)-(5) с граничными условиями (6)-(8), условиями непрерывности (9) и начальными условиями (10) решены численными методами [9-11]. В алгоритме решения уравнений ДДМ исключен диффузионный ток, так как он существенно меньше лавинного тока [6, 10].

**2. Коэффициент усиления.** Общий коэффициент лавинно-каскадного усиления  $pn$ - $i$ - $pn$  структур определяется выражением [3]

$$M = \prod_{k=1}^K m_{1k} m_{2k}; \quad (11)$$

$$m_{1k} = \left\{ 1 - \int_{-L_{p1}}^{L_{n1}} \alpha_p \exp \left[ - \int_{-L_{p1}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_k^{-1}; \quad (12)$$

$$m_{2k} = \left\{ 1 - \int_{-L_{p2}}^{L_{n2}} \alpha_n \exp \left[ - \int_x^{L_{p2}} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_k^{-1}; \quad (13)$$

где  $m_{1k}, m_{2k}$  - коэффициенты  $k$ -го акта умножения в  $p_1 - n_1$  и  $p_2 - n_2$  переходах соответственно;  $K$  - число актов умножения. Электрическое поле  $E$ , входящее в коэффициенты ударной ионизации электронов  $\alpha_n(E)$  и дырок  $\alpha_p(E)$ , находится в результате решения системы дифференциальных уравнений (1)-(5). Поэтому коэффициент усиления (11) учитывает влияние заряда подвижных носителей на электрическое поле обедненной области  $p$ - $n$  переходов. В формулах (11)-(13) учтено, что в  $p_1 - n_1$  переходе ударная ионизация инициируется дырками, а в  $p_2 - n_2$  переходе - электронами (рис. 1). Из выражения (11) следует, что внутреннее усиление обусловлено

каскадным умножением лавинного тока в  $p-n$  переходах. Число актов умножения  $K$  при заданном коэффициенте усиления  $M$  определяется, исходя из компромисса между быстродействием и шумом лавинно-каскадного умножения в  $pn-i-pn$  структуры.

**3. Линейное усиление.** Этот режим происходит при малом заряде подвижных носителей по сравнению с объемным зарядом доноров и акцепторов. Оценим численно величину лавинного тока, при котором выполняется это условие. Ударная ионизация в обоих  $p-n$  переходах инициировалась током насыщения. Из рис. 2 видно, что при токах  $J/J_0 \leq 0,002$  кривые 1 и 2 практически совпадают, а при  $J/J_0 > 0,002$  кривые 1 и 2 заметно различаются. Это обусловлено тем, что с течением времени заряд лавинного тока нарастает, поэтому увеличивается его влияние на электрическое поле перехода. В рассматриваемом случае линейное усиление в Si  $pn-i-pn$  структуре происходит при токах, существенно меньших предельного тока перехода  $J \leq 0,002 J_0$ . Плотность тока со временем изменяется ступенчатым образом. Такая зависимость обусловлена положительной обратной связью по дрейфовому току между  $p-n$  переходами, приводящей к лавинно-каскадному умножению электронно-дырочных пар в  $p-n$  переходах  $pn-i-pn$  структуры.

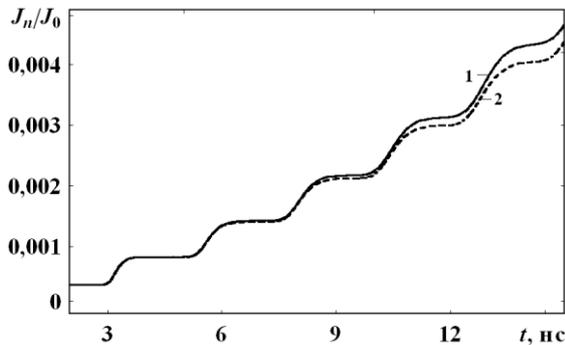
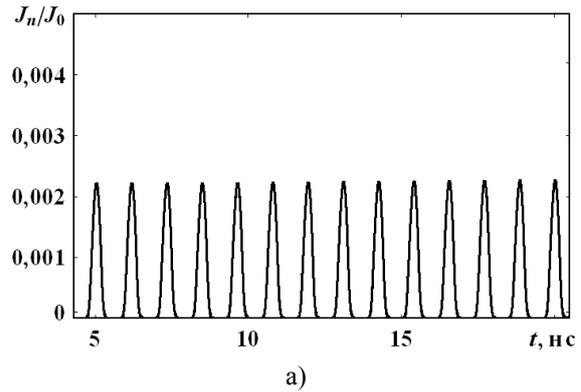


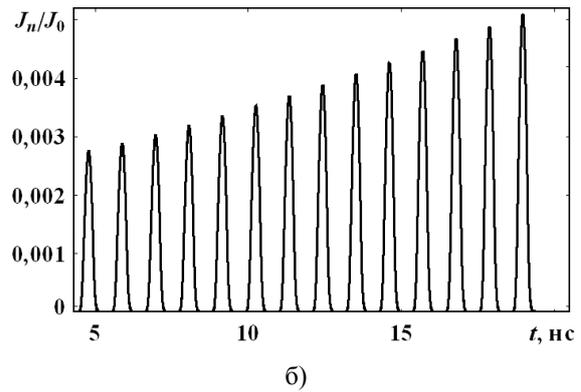
Рис. 2. Зависимость электронного тока от времени в Si  $pn-i-pn$  структуре с учетом заряда подвижных носителей (кривая 1) и без учета этого заряда (кривая 2) ( $J_0 = N_{d1}v_{ns}$  – предельный ток перехода;  $v_{ns}$  – скорость насыщения электронов)

На рис. 3 иллюстрируется усиление импульса прямоугольной формы ( $J_{imp}/J_0 = 0,003$ ;  $\tau_{imp} = 0,032$  нс). Ток насыщения не учитывался, ударная ионизация инициировалась этим импульсом. Из рис. 3,а видно, что амплитуда импульса с течением времени не изменяется

( $N_{d1} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Это связано с тем, что усиление в структуре компенсируется потерями в ней (при  $N_{d1} < 10^{16}$  см<sup>-3</sup> импульс затухает). С увеличением концентрации примесных атомов амплитуда импульса растет (рис. 3,б). Это обусловлено увеличением электрического поля при повышении  $N_a$  и  $N_d$  [4, 5]. Соответственно увеличивается коэффициент умножения и растет лавинный ток.



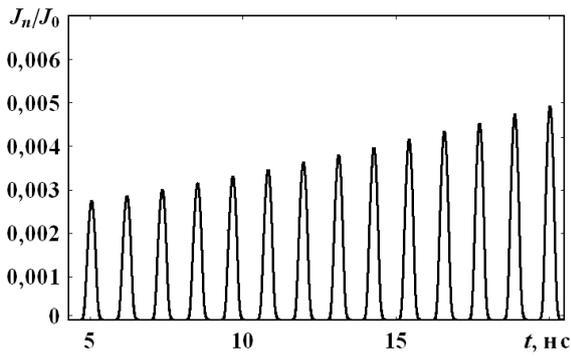
а)



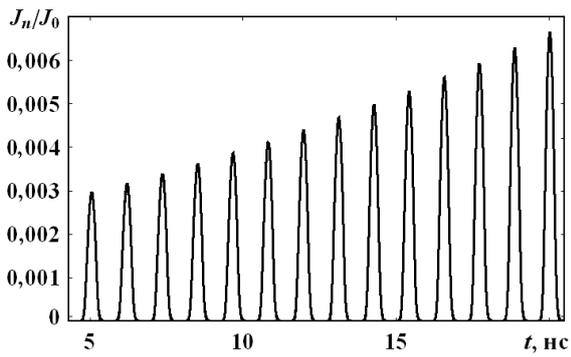
б)

Рис. 3. Зависимость тока проводимости от времени для GaAs  $pn-i-pn$  структуры с различной концентрацией примесных атомов: а) -  $N_{d1} = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>; б) -  $N_{d1} = 1,075 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> ( $N_{d1} = 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>;  $N_{a2} = N_{d1}$ ;  $N_{d2} = N_{d1}$ ;  $U/U_{av} = 0,7845$ )

Известно, что при увеличении величины обратного смещения растет электрическое поле и увеличивается ширина обедненной области  $p-n$  перехода [5-8]. На рис. 4 представлено усиление импульса прямоугольной формы при двух значениях обратного смещения (параметры импульса такие же, как и выше). Отсюда следует, что увеличение обратного смещения на структуре приводит к росту лавинного тока. Это обусловлено ростом коэффициентов умножения  $\alpha_n, \alpha_p$  вследствие увеличения электрического поля.



а)



б)

Рис. 4. Зависимость лавинного тока  $J_n/J_0$  от времени  $t$  для различного напряжения на GaAs  $pn-i-pn$  структуре: а) -  $U/U_{av}=0,787$ ; б) -  $U/U_{av}=0,788$

**4. Нелинейное усиление.** В этом режиме учтем заряд подвижных носителей и рекомбинационные процессы в  $pn-i-pn$  структуре. Кроме того, для определения полного тока используем вместо уравнения (5) уравнение  $J = J_n + J_p + J_{cm}$ , в котором  $J_n, J_p, J_{cm}$  находились по формуле (4).

В статическом режиме GaAs  $pn-i-pn$  структуры с течением времени амплитуда плотности тока насыщается (рис. 5). Насыщение амплитуды плотности тока обусловлено влиянием заряда подвижных носителей на электрическое поле  $p-n$  переходов [5, 6]. Время насыщения и величина амплитуды зависят от напряжения на  $p-n$  переходах структуры – чем выше напряжение, тем больше электрическое поле и коэффициенты ионизации электронов и дырок. При больших коэффициентах ионизации лавинный ток быстро увеличивается, поэтому меньше время насыщения и выше амплитуда плотности тока.

На каждом акте усиления форма импульса изменяется - происходит расширение заднего фронта. Это обуславливает появление постоянного тока (рис. 6). В результате рекомбинации дырок в  $i$ -области структуры амплитуда и длительность импульса уменьшаются, а постоянная составляющая тока исчезает (рис. 7). Из рисунка следует, что

изменением времени жизни неравновесных носителей тока возможно регулировать пороговый ток.

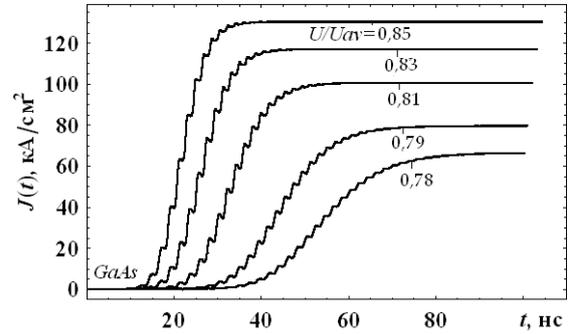


Рис. 5. Усиление прямоугольного импульса длительностью  $\tau=0,12$  нс и амплитудой  $A=1,44$  А/см<sup>2</sup> в статическом режиме GaAs  $pn-i-pn$  структуры с различным напряжением на  $p-n$  переходах  $U/U_{av}$  ( $N_{d1}=3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_{d1}=0,7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_{a2}=N_{d1}$ ;  $N_{d2}=N_{a1}$ ;  $U_{av}=-16,3$  В)

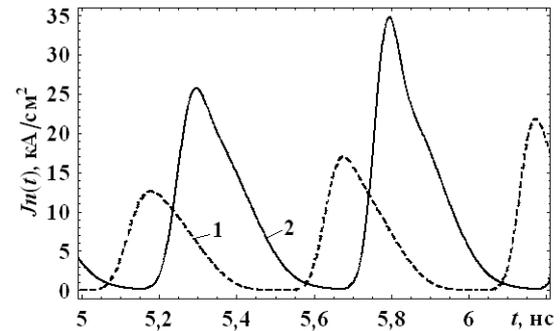


Рис. 6. Влияние лавинно-каскадного умножения в  $p_2-n_2$  переходе на форму импульса (кривая 1 – входной импульс, кривая 2 – выходной импульс)

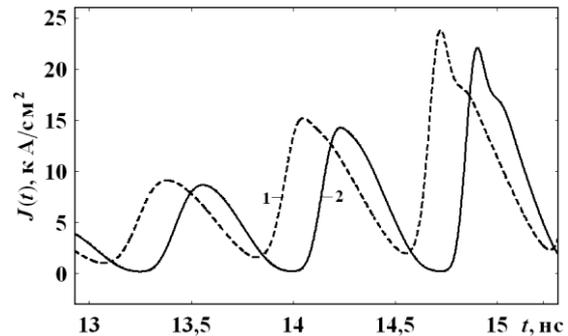


Рис. 7. Влияние рекомбинационных процессов в  $i$ -области  $pn-i-pn$  структуры на форму импульса (кривая 1 – входной импульс, кривая 2 – выходной импульс)

Из рис. 8 видно, что при рекомбинации дырок в  $i$ -области структуры импульсы не сливаются (кривая 1). Это объясняется тем, что расширение импульса при усилении компенсируется сужением его при рекомбинации. В отсутствии рекомбинационных потерь импульсы сливаются, образуя постоянный ток (кривая 2). В обоих слу-

чаях амплитуда импульса ограничена зарядом подвижных носителей.

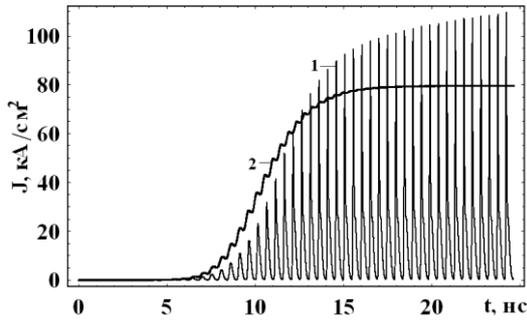


Рис. 8. Влияние рекомбинационных процессов на усиление прямоугольного импульса длительностью  $\tau = 0,023$  нс и амплитудой  $A = 1,44$  А/см<sup>2</sup> в GaAs *pn-i-pn* структуре ( $U/U_{av} = 0,79$ )

Оба режима, линейный и нелинейный, хорошо видны на вольтамперной характеристике структуры (рис. 9). Эта характеристика имеет два участка, разделенные точкой излома 2. На участке I (до точки 2) происходит линейное усиление импульса, на участке II – нелинейное (см. рис. 2).

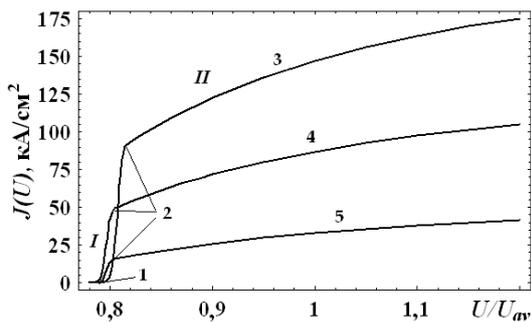


Рис. 9. Вольтамперная характеристика GaAs *pn-i-pn* структуры с резкими симметричными *p-n* переходами различной степенью легирования (кривая 3 -  $N_{a1} = 2,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>; кривая 4 -  $N_{a1} = 1,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>; кривая 5 -  $N_{a1} = 0,9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_{a1} = N_{d1}$ ;  $N_{a2} = N_{d2}$ ;  $N_{d2} = N_{d1}$ )

Точка излома 1 характеризует начало лавинного процесса, ее существование на вольтамперной характеристике отмечено в работе [5]. Точка 2 характеризует развитый лавинный процесс, при котором лавинный ток сравним по величине с предельным током перехода. В этом случае происходит компенсация заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей, что приводит к снижению электрического поля и ограничению лавинного тока. Снижение лавинного тока при уменьшении концентрации примесных атомов (кривые 3-5) обусловлено тем, что при уменьшении концентрации примеси их заряд также уменьшается и требуется меньший заряд подвижных носителей для его нейтрализации.

### 5. Резонансная частота *pn-i-pn* структур.

Эта частота обусловлена внутренним лавинно-каскадным усилением в структуре. В общем случае резонансная частота определяется временем дрейфа электронов  $t_e$  и дырок  $t_h$  в *pn-i-pn* структуре и временем протекания ударной ионизации в слоях умножения  $t_{av1}$  и  $t_{av2}$  обоих *p-n* переходов. Усиление импульса в *pn-i-pn* структуре характерно низким смещением на обоих *p-n* переходах ( $U < U_{av}$ ). При низком напряжении коэффициент умножения мал, а время дрейфа носителей тока велико. Поэтому временем протекания ударной ионизации по сравнению со временем дрейфа носителей в структуре можно пренебречь. В этом случае резонансная частота определяется временем дрейфа носителей в структуре

$$f = \left( (w_{n1} + w_{p2}) \frac{v_{ns} + v_{ps}}{v_{ns} v_{ps}} + d_i \frac{v_{ni} + v_{pi}}{v_{ni} v_{pi}} \right)^{-1}, \quad (14)$$

где  $w_{n1}$ ,  $w_{p2}$  - размеры  $n_1$ ,  $p_2$  областей.

В *i*-области структуры электроны и дырки дрейфуют в слабом электрическом поле. Их скорость пропорциональна электрическому полю  $v_{ni} = \mu_n E$  и  $v_{pi} = \mu_p E$  ( $\mu_n$ ,  $\mu_p$  - подвижности электронов и дырок соответственно). Следовательно, резонансная частота *pn-i-pn* структур есть функция напряженности электрического поля  $E_i$  и ширины *i*-области  $d_i$ . Она растет с увеличением дрейфовой скорости носителей тока и уменьшением  $d_i$ .

Согласно рис. 1, электроны движутся в положительном направлении оси абсцисс, а дырки - в противоположном. Из рис. 10 видно, что время дрейфа электронов и дырок в *i*-области значительно превышает время их дрейфа в  $p_2$ - и  $n_1$ -областях. Резонансная частота  $f = 1/T$  GaAs *pn-i-pn* структуры определяется временем дрейфа носителей тока и в данной структуре равна 28,5 ГГц.

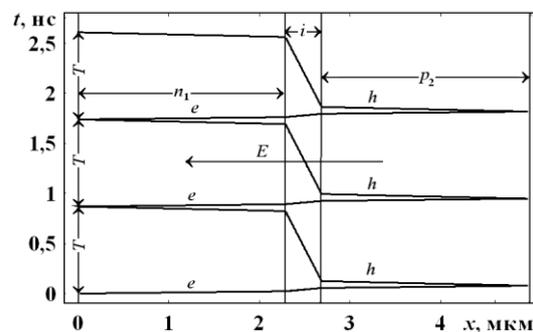


Рис. 10. Дрейф электронов и дырок в GaAs *pn-i-pn* структуре ( $v_{ni} = 1,2 \cdot 10^4$  м/с;  $v_{pi} = 5,7 \cdot 10^2$  м/с;  $U/U_{av} = 0,786$ ;  $U_{av} = -63,57$  В)

**6. Пороговый ток.** В отсутствие сигнала ударная ионизация в  $p-n$  переходах инициируется током насыщения [5-8]. Это может привести к возбуждению  $pn-i-pn$  структуры в режиме ожидания, если ток насыщения будет превышать ток рекомбинации. Устранить это возбуждение возможно снижением времени жизни неравновесных носителей. Этого можно достичь диффузионным введением в полупроводник дополнительных примесей с энергией уровня вблизи середины запрещенной зоны. Рекомбинация неравновесных носителей возможна, если время их дрейфа в  $pn-i-pn$  структуре превысит время их жизни. Этого можно достичь, увеличивая размеры  $i$ -области.

На рис. 11 иллюстрируется зависимость порогового тока от времени жизни неравновесных носителей тока GaAs  $pn-i-pn$  структуры. Видно, что амплитуда порогового тока  $J_{thr}$  возрастает с уменьшением времени жизни неравновесных дырок  $\tau_p$ . Это обусловлено увеличением тока рекомбинации неравновесных носителей в  $i$ -области структуры за счет уменьшения времени их жизни.

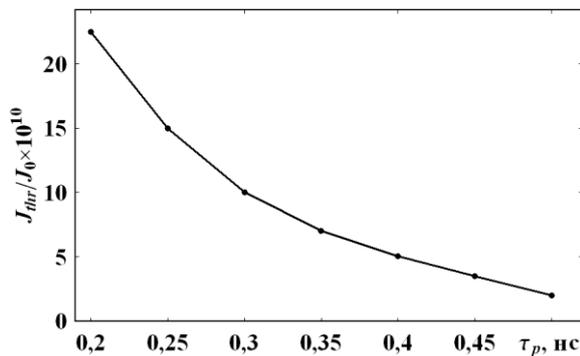


Рис. 11. Пороговый ток  $J_{thr}$  как функция времени жизни неравновесных дырок  $\tau_p$  GaAs  $pn-i-pn$  структур

**Выводы.** Статическая вольтамперная характеристика  $pn-i-pn$  структур имеет два участка, разделенные точкой излома 2 и соответствующие линейному и нелинейному усилению импульса. При линейном усилении влияние заряда подвижных носителей на электрическое поле незначительно. При нелинейном усилении это влияние существенно и оно ограничивает амплитуду импульса.

В процессе усиления происходит уширение импульса вследствие генерации электронно-дырочных пар. Введение рекомбинационных центров в структуру устраняет уширение импульса вследствие рекомбинации электронно-дырочных пар, и позволяет реализовать селекцию импульсов по амплитуде.

При заданном коэффициенте усиления величина обратного смещения на  $p-n$  переходах  $pn-i-pn$  структуры ниже, чем на  $p-n$  переходе лавинно-пролетного диода (ЛПД). Поэтому вероятность образования локальных микроплазм в  $pn-i-pn$  структурах с лавинными  $p-n$  переходами ниже, чем в ЛПД, а приборы на основе этих структур более надежны, чем на основе ЛПД.

Таким образом, проведенные исследования показали, что  $pn-i-pn$  структуры с лавинно-каскадным усилением перспективны для создания на их основе новых полупроводниковых усилителей, лавинно-каскадных генераторов и импульсных фотоумножителей.

1. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with  $p-n-i-p-n$ -Structure // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1996. - 43, N3. - P.473-478.
2. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure // Appl. Phys. Lett. - 1997. - 71, N17. - P.2484-2486.
3. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A., and Maksymov P. P. Internal Amplification of Current Pulses Inside a Reverse-Biased PNIPN-Structure // International Journal of Modeling and Simulation. - 2003. - 23, N2. - P.77-84.
4. Лукин К. А., Максимов П. П. Статические электрические поля в обратно смещенных  $pn-i-pn$  структурах // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2002. - 7, №2. - С.317-322.
5. Тагер А. С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // Успехи физ. наук. - 1966. - 90, №4. - С.631-666.
6. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. - М.: Сов. радио, 1968. - 480 с.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Мир, 1984. - Т.1. - 456 с.
8. Керрол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах. - М.: Мир, 1972. - 384 с.
9. Лукин К. А., Максимов П. П. Модифицированный метод встречных прогонок // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины - 1999. - 4, №1. - С.83-86.
10. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p-n$  переходами // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, №1. - С.87-92.
11. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. - М.: Наука, 1980. - 352 с.

#### AVALANCHE-CASCADE AMPLIFICATION OF IMPULSE IN $PN-I-PN$ STRUCTURE WITH REVERSE BIASED $P-N$ JUNCTIONS

K. A. Lukin, P. P. Maksymov

The avalanche-cascade amplification in the reversed bias  $pn-i-pn$  structures in the linear and nonlinear modes is designed. Influencing of charge of mobile carriers, concentrations of impurity atoms, electric field and reverse bias on amplification are explored. Resonance frequency of GaAs  $pn-i-pn$  structures is certain. Influence of lifetime of no equilibrium carrier of current on the size of threshold current of GaAs  $pn-i-pn$  structure is certain.

**Key words:** semiconductor,  $pn-i-pn$  structure, impact ionization, difference method, inside amplification.

ЛАВИННО-КАСКАДНЕ ПОСИЛЕННЯ  
ІМПУЛЬСА В *PN-I-PN* СТРУКТУРІ З  
ЗВОРОТНО ЗМІЩЕНИМИ *P-N* ПЕРЕХОДАМИ

К. А. Лукин, П. П. Максимов

Моделюється лавинно-каскадне посилення в зворотно зміщених *pn-i-pn* структурах в лінійному і нелінійному режимах. Досліджено вплив заряду рухомих носіїв, концент-

рації домішкових атомів, електричного поля і величини зворотного зміщення на коефіцієнт посилення. Оцінена резонансна частота структур GaAs *pn-i-pn*. Визначено вплив часу життя нерівноважних носіїв струму на величину порогового струму GaAs *pn-i-pn* структури

**Ключові слова:** напівпровідник, *pn-i-pn* структура, ударна іонізація, різницевий метод, внутрішнє підсилення.

*Рукопись поступила 15 января 2008 г.*