

К. А. Лукин, П. П. Максимов

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЧАСТОТНЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ $PN-I-PN$ -СТРУКТУР

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [lukin.konstantin@gmail.com](mailto:lukin.konstantin@gmail.com); [Lndes@kharkov.com](mailto:Lndes@kharkov.com)

Исследованы энергетические характеристики многочастотных автогенераторов миллиметровых и субмиллиметровых волн на основе Si и GaAs  $pn-i-pn$ -структур с резкими  $p-n$ -переходами и постоянным обратным смещением. В качестве математической модели автогенераторов используются уравнения диффузионно-дрейфовой модели полупроводников. Приведен алгоритм решения разностных уравнений математической модели. Исследована вольтамперная характеристика  $pn-i-pn$ -структур. Изучена динамика распределения электрического поля, электрического потенциала и суммарного заряда подвижных носителей и примесных атомов в  $pn-i-pn$ -структуре. Рассчитан фурье-спектр плотности полезной мощности и электронного КПД многочастотных автогенераторов. Ил. 5. Библиогр.: 13 назв.

**Ключевые слова:** полупроводниковая  $pn-i-pn$ -структура, ударная ионизация, многочастотные автогенераторы, плотность полезной мощности, электронный КПД.

Одной из актуальных проблем твердотельной электроники является создание многочастотных генераторов миллиметровых (мм) и субмиллиметровых (субмм) волн большой мощности и высоким КПД. Такие генераторы необходимы, например, в нелинейной и многочастотной радиолокации, в геологии для сейсмических методов исследования недр Земли и медицине [1]. Многочастотные автогенераторы могут быть созданы на основе обратносмещенных Si и GaAs  $pn-i-pn$ -структур с резкими  $p-n$ -переходами при постоянном обратном смещении [2]. Как известно [3, 4], физическая особенность обратносмещенных  $pn-i-pn$ -структур с постоянным обратным смещением заключается в том, что кроме обратной связи внутри слоя умножения  $p-n$ -переходов они имеют внутреннюю обратную связь по дрейфовому току между  $p-n$ -переходами. Эта связь обусловлена ударной ионизацией в обоих  $p-n$ -переходах и наличием электрического поля в  $i$ -области  $pn-i-pn$ -структуры. Принцип действия многочастотных автогенераторов основан на лавинно-каскадном умножении носителей заряда и взаимозависимости электрического поля и лавинного тока в слоях умножения  $p-n$ -переходов, которая следует из самосогласованного решения уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронов и дырок. В работе [2] показано, что частота автоколебаний определяется концентрацией примесных атомов, однако энергетические характеристики автогенераторов – мощность и электронный КПД не исследованы.

Целью нашей работы является численное исследование в рамках диффузионно-дрейфовой модели полупроводников (ДДМ) динамики распределения электрического поля, электрического потенциала и суммарного заряда, расчет и анализ вольтамперной характеристики (ВАХ) и энергетических характеристик автогенераторов мм и субмм волн на основе Si и GaAs  $pn-i-pn$ -структур с резкими  $p-n$ -переходами в режиме многочастотных автоколебаний.

1. **Постановка задачи.** Рассматриваемая одномерная модель автогенератора на основе  $pn-i-pn$ -структуры с однородно легированными резкими  $p-n$ -переходами и внутренней обратной связью по дрейфовому току между ними представлена на рис. 1. Точки  $x_2$  и  $x_5$  – границы раздела  $p$ - и  $n$ -областей  $p-n$ -переходов;  $p_1$  и  $p_2$  – области полупроводника, однородно легированные примесью акцепторов;  $n_1$  и  $n_2$  – области полупроводника, однородно легированные примесью доноров;  $i$ -область собственного или слабо легированного полупроводника. Точка  $x_2 = 0$  – начало координат,  $E$  – генератор напряжения,  $R$  – внутреннее сопротивление генератора напряжения.

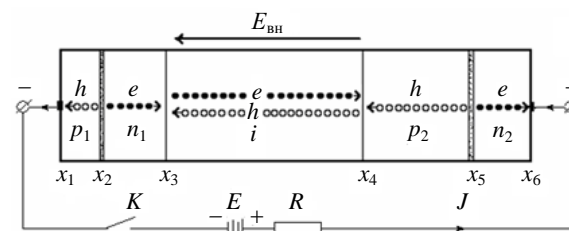


Рис. 1. Упрощенная схема автогенератора на основе  $pn-i-pn$ -структуры

Аппроксимация примесных профилей в  $p-n$ -переходах  $pn-i-pn$ -структуры соответствует так называемому резкому  $p-n$ -переходу со ступенчатым распределением примеси. Такая аппроксимация обеспечивает адекватное приближение для ионно-имплантированных  $p-n$ -переходов. Легирование  $p-n$ -переходов выполнено таким образом, что число примесных атомов в  $p_1$ - и  $n_2$ -областях

больше, чем в  $p_2$ - и  $n_1$ -областях. Ширина  $n_1$ - и  $p_2$ -областей такая, что в отсутствие внешнего напряжения их обедненные области достигают  $i$ -области структуры (координат  $x_3$  и  $x_4$ ). В общем случае  $pn$ - $i$ - $pn$ -структура содержит  $p_1$ - $n_1$ -,  $n_1$ - $i$ -,  $i$ - $p_2$ - и  $p_2$ - $n_2$ -переходы. Однако контактная разность потенциалов  $n_1$ - $i$ - и  $i$ - $p_2$ -переходов значительно меньше контактной разности потенциалов  $p_1$ - $n_1$ - и  $p_2$ - $n_2$ -переходов, поэтому  $n_1$ - $i$ - и  $i$ - $p_2$ -переходы мы не будем рассматривать, считая, что потенциальные барьеры этих переходов легко преодолимы основными носителями зарядов.

Рассмотрим переходные процессы. После замыкания ключа  $K$  на  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуру подается обратное смещение. К омическим контактам  $p$ - $n$ -переходов начинают притекать по внешней цепи заряды, создающие в объеме  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуры электрическое поле  $E_{\text{вн}}$ . Это поле вызывает дрейф основных носителей тока к омическим контактам, поэтому часть электронов  $n_2$ -области и дырок  $p_1$ -области отходят от  $p_1$ - $n_1$ - и  $p_2$ - $n_2$ -переходов, обнажая при этом новые слои ионизированных доноров и акцепторов, т. е. расширяя области объемного заряда этих переходов на величину  $\Delta x$ . После компенсации зарядов источника питания практически все приложенное напряжение падает на обедненные области  $p$ - $n$ -переходов, сопротивление которых на много порядков выше сопротивления  $i$ -области структуры. По завершению переходных процессов  $p_1$ - $n_1$ -переход будет отрицательно заряженным с зарядом  $Q_1 = -qN_{a1} \Delta x_1$ , а  $p_2$ - $n_2$ -переход – положительно заряженным с зарядом  $Q_2 = qN_{a2} \Delta x_2$ , где  $\Delta x_1$  и  $\Delta x_2$  – увеличение ширины обедненных  $p_1$ - и  $n_2$ -областей за счет обратного смещения. Эти заряды равны по величине, так как для концентраций примесных атомов выполняются равенства [5]  $N_{a1} \Delta x_1 = N_{a2} \Delta x_2$  и  $N_{a1} L'_{p1} = N_{a2} L'_{n2}$ , где  $L'_{p1}, L'_{n2}$  – значения обедненных  $p_1$ - и  $n_2$ -областей в отсутствие обратного смещения на структуре. Очевидно, что наличие двух заряженных  $p$ - $n$ -переходов приведет к появлению

электрического поля  $E_i = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_{a1} \Delta x_1$  в  $i$ -области

$pn$ - $i$ - $pn$ -структуры [5]. Статическое электрическое поле резких  $p$ - $n$ -переходов принимает максимальное значение на границах раздела  $p$ - и  $n$ -областей [6, 7]. Это значение равно соответственно

$$E_1 = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_{a1} x_1 \text{ и } E_2 = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} N_{a2} (x_6 - x_5).$$

Когда  $E_1$  и  $E_2$  больше напряжения лавинного пробоя, в  $p$ - $n$ -переходах возникает ударная ионизация.

В качестве математической модели для описания ударной ионизации в резких  $p$ - $n$ -переходах используем уравнения ДДМ. Исходная сис-

тема этих уравнений для  $p_1$ - $n_1$ -перехода имеет следующий вид [6–8]:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} [N(x,t)], \quad \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} = -E(x,t); \quad (1)$$

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

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

$$\left. \begin{aligned} J_n(x,t) &= qn(x,t)\mu_n E(x,t), \\ J_{\text{см}}(x,t) &= \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}, \\ J_p(x,t) &= qp(x,t)\mu_p E(x,t); \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$J(t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + J_{\text{см}}(x,t), \quad (5)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $\varphi$  – электрический потенциал;  $J$  – плотность полного лавинного тока;  $J_n$  – электронная составляющая плотности лавинного тока;  $J_p$  – дырочная составляющая плотности лавинного тока;  $J_{\text{см}}$  – плотность тока смещения;  $n$  – концентрация электронов в зоне проводимости;  $p$  – концентрация дырок в валентной зоне;  $q$  – абсолютное значение заряда электрона;

$$N(x) = \begin{cases} -N_{a1}, & x_1 \leq x < x_2; \quad N_{d1}, & x_2 < x < x_3; \\ 0, & x_3 < x < x_4; \\ N_{a2}, & x_4 < x < x_5; \quad N_{d2}, & x_5 < x \leq x_6 \end{cases} -$$

распределение концентрации примесных атомов в структуре;  $N_a, N_d$  – концентрация акцепторов и доноров соответственно;  $\varepsilon \varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $N(x,t) = N(x) + p(x,t) - n(x,t)$  – суммарный заряд примесных атомов  $N(x)$  и подвижных носителей  $p(x,t) - n(x,t)$ ;  $R(n,p)$  – скорость рекомбинации электронов и дырок [6];  $D_n, D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны с подвижностями  $\mu_n, \mu_p$  соотношениями Эйнштейна  $\mu_n = D_n / \varphi_0$ ;  $\mu_p = D_p / \varphi_0$ ;  $\varphi_0 = kT / q$ ;  $T$  – абсолютная температура;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\alpha_{n,p}(E) = A_{n,p} \exp \left[ - \left( \frac{b_{n,p}}{E} \right)^{m_{n,p}} \right]$  – коэф-

фициенты ударной ионизации для электронов и дырок (параметры  $A, b$  и  $m$  определяются материалом полупроводника) [8].

Уравнения ДДМ дополняются граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} E(w_p, t) = 0, E(w_n, t) = E_i, \\ \varphi(w_p, t) = V(t), \varphi(w_n, t) = \varphi_i(x_3, t), \\ J_p(w_p, t) = J(t) - J_{ns}(w_p, t), \\ J_n(w_n, t) = J(t) - J_{ps}(w_n, t), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

начальным условием

$$J(w_p, t = 0) = J_{ns} \quad (7)$$

и условиями непрерывности электрического поля и потенциала на границе раздела  $p$ - и  $n$ -областей

$$\left. \begin{aligned} E(x, t)|_{x=x_2-0} = E(x, t)|_{x=x_2+0}, \\ \varphi(x, t)|_{x=x_2-0} = \varphi(x, t)|_{x=x_2+0}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где  $w_p, w_n$  – координаты обедненных  $p$ - и  $n$ -областей  $p_1$ - $n_1$ -перехода;  $J_{ns}, J_{ps}$  – плотность электронного и дырочного токов тепловой генерации соответственно;  $V(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x, t) dx$  – падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе;  $\varphi_i(x_3, t)$  – электрический потенциал на границе  $i$ -области и  $p_1$ - $n_1$ -перехода.

В  $i$ -области  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуры происходит дрейф и рекомбинация электронов и дырок. Эти процессы описываются уравнениями (2)–(3), в правой части которых отсутствуют члены, описывающие генерацию электронно-дырочных пар.

Уравнения ДДМ преобразовывались в безразмерные уравнения по формуле  $a' = a/a_0$  ( $a$  – искомая величина; далее знак «'» опускаем). Основные нормировочные коэффициенты равны:  $E_0 = \varphi_0/L_0$ , В/м;  $t_0 = L_0^2/D_0$ , с;  $D_0 = 1$ , м<sup>2</sup>/с;  $\varphi_0 = kT/q$ , В;  $L_0 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0/qn_i}$ , м;  $J_0 = qn_i D_0/L_0$ , А/м<sup>2</sup> [9]. Для численного интегрирования уравнений ДДМ заменим в них дифференциальные операторы разностными. Погрешность этой аппроксимации не превышает  $O(\tau + h)$  [10].

**2. Алгоритм решения.** Введем в обедненной области  $p$ - $n$ -перехода пространственно-временную сетку [10]

$$\omega = \left\{ \begin{aligned} (x_i, t_j), x_{i+1} = x_i + h_i; t_{j+1} = t_j + \tau_j, \\ i = 0, 1, 2, \dots, M; j = 0, 1, 2, \dots, \\ x_0 = w_p(t), x_M = w_n(t), t_0 = 0. \end{aligned} \right\}$$

Рассмотрим алгоритм решения уравнений (1)–(5). В  $p$ -области  $p$ - $n$ -перехода для  $E$  и  $\varphi$  на  $j$ -м временном слое получаем следующие разностные уравнения:

$$\frac{E_i - E_{i-1}}{h_p} = -N_{pi}; \quad (9)$$

$$\frac{\varphi_i - \varphi_{i-1}}{h_p} = -E_{pi}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, i_{01}, \quad (10)$$

где  $h_{pi} = h_p = w_{pj}/i_{01}$  – шаг пространственной равномерной сетки в  $p$ -области; индекс  $j$  – параметр временной сетки;  $i_{01} = i_0 - 1$ ,  $i_0$  – число узлов сетки в  $p$ -области перехода;  $N_{pi}$  – значение суммарного заряда в узле сетки  $(x_i, t_j)$ .

В  $n$ -области  $p$ - $n$ -перехода для  $E$  и  $\varphi$  на  $j$ -м временном слое разностные уравнения представим как

$$\frac{E_{i+1} - E_i}{h_n} = N_{ni}; \quad (11)$$

$$\frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{h_n} = E_i, \quad i = M - 1, M - 2, \dots, M - i_0, \quad (12)$$

где  $h_{ni} = h_n = w_{nj}/i_{01}$  – шаг пространственной равномерной сетки в  $n$ -области;  $M = i_0 + i_{01}$ ,  $i_{01} = i_0 - 1$ ,  $i_0$  – число узлов сетки в  $n$ -области;  $N_{ni}$  – значения суммарного заряда в узле сетки  $(x_i, t_j)$ .

Разностные уравнения (9)–(12) с условиями (6)–(8) разрешаются явным образом с помощью схемы бегущего счета [10]. Искомые сеточные функции для  $p$ -области запишем

$$E_{pi} = -h_p \sum_{j=2}^i N_{pj}; \quad (13)$$

$$\varphi_{pi} = u - h_p^2 \sum_{j=2}^i \sum_{k=2}^j N_{pk}, \quad i = 2, 3, \dots, i_{01}. \quad (14)$$

Сеточные функции для  $n$ -области имеют аналогичный вид

$$E_{M-i} = h_n \sum_{k=M-1}^{M-i} N_{nk}; \quad (15)$$

$$\varphi_{M-i} = -h_n^2 \sum_{j=M-1}^{M-i} \sum_{k=M-1}^j N_{nk}, \quad i = M - 1, \dots, M - i_0. \quad (16)$$

Условия непрерывности (8) с учетом (13)–(16) принимают вид

$$-h_p \sum_{k=2}^{i_{01}} N_{pk} = h_n \sum_{k=M-1}^{i_{01}} N_{nk}; \quad (17)$$

$$u + h_p^2 \sum_{j=2}^{i_{01}} \sum_{k=2}^j N_{pk} = -h_n^2 \sum_{j=M-1}^{i_{01}} \sum_{k=M-1}^j N_{nk}. \quad (18)$$

Значение шага сетки на  $j$ -м временном слое для  $n$ - и  $p$ -областей находим из (17) и (18) в следующем виде:

$$h_n = \sqrt{\frac{-u}{\varphi_n - \varphi_p e_n^2 / e_p^2}}, \quad h_p = -h_n e_n / e_p; \quad (19)$$

$$e_p = \sum_{k=2}^{i_{01}} N_{pk}, e_n = \sum_{k=M-1}^{i_{01}} N_{nk}; \quad (20)$$

$$\varphi_p = \sum_{j=2}^{i_{01}} \sum_{k=2}^j N_{pk}, \varphi_n = \sum_{j=M-1}^{i_{01}} \sum_{k=M-1}^j N_{nk}. \quad (21)$$

Для плотности электронного и дырочного токов на  $j+1$  временном слое получаем полууявные разностные уравнения

$$J_{ni+1}^{j+1} = [J_{ni}^j - \sigma_n J_{ni}^{j+1} + v_n \tau_n \alpha_i^j (J_{ni}^j + J_{pi}^j)] / \gamma_n; \quad (22)$$

$$J_{pi-1}^{j+1} = [J_{pi}^j - \sigma_p J_{pi}^{j+1} + v_p \tau_p \alpha_i^j (J_{ni}^j + J_{pi}^j)] / \gamma_p, \quad (23)$$

где

$$\gamma_n = v_n \tau_n h_n; \gamma_p = v_p \tau_p h_p; \sigma_n = 1 - \gamma_n; \sigma_p = 1 - \gamma_p.$$

Из формулы (19) следует, что при фиксированном числе узлов сетки ( $i_0 = \text{const}$ )  $h_p$  и  $h_n$  определяются значениями электрического поля и потенциала. Размеры областей объемного заряда акцепторов в  $p$ -области и доноров в  $n$ -области  $p$ - $n$ -перехода на  $j$ -м временном слое равны соответственно

$$w_p^j = h_p i_{01}; w_n^j = h_n i_{01}. \quad (24)$$

Из (24) следует, что границы обедненной области  $w_p$  и  $w_n$  подвижны, если  $h_p$  и  $h_n$  зависят от времени, т.е. если суммарный заряд  $p$ - и  $n$ -областей (20) изменяется со временем. При неравномерной разностной сетке  $h_p$  и  $h_n$  зависят от номера ее узла. В этом случае  $h_{pi}$  и  $h_{ni}$  следует определять в каждом узле сетки [10].

Решение разностных уравнений находим следующим образом [11]. Сначала определяем распределение суммарного заряда  $N(x, t)$  в обедненной области  $p$ - $n$ -перехода ( $N(x, t_0) = N(x)$ ). По известному распределению зарядов из разностного уравнения Пуассона рассчитываем суммы (20) и (21). Затем по формулам (19) определяем шаг сетки в обедненной области  $h_p$  и  $h_n$ . Наконец по формулам (13)–(16), (22) и (23) находим искомые величины на  $j+1$  временном слое и переходим к их определению на  $j+2$  временном слое и т. д. Решение считается найденным, если искомые величины определены во всех узлах пространственно-временной сетки.

Лавинный ток на выходе из  $p_1$ - $n_1$ -перехода поступает в  $i$ -область структуры, где его дрейф и рекомбинация электронов описываются разностным уравнением (22), в котором коэффициенты ударной ионизации равны нулю. Далее этот ток инжектируется в  $p_2$ - $n_2$ -переход, как ток неосновных носителей, где он инициирует удар-

ную ионизацию в слое умножения перехода. Лавинные процессы в  $p_2$ - $n_2$ -переходе описываются теми же разностными уравнениями, что и в  $p_1$ - $n_1$ -переходе и т. д. [11].

### 3. Вольтамперная характеристика.

На рис. 2 приведена вольтамперная характеристика Si  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуры с учетом влияния лавинного тока на электрическое поле  $p$ - $n$ -переходов. Первичная ударная ионизация в  $p_1$ - $n_1$ -переходе инициируется темновым током  $J_{ns}$ . Видно, что эта характеристика имеет 4 характерные зоны.

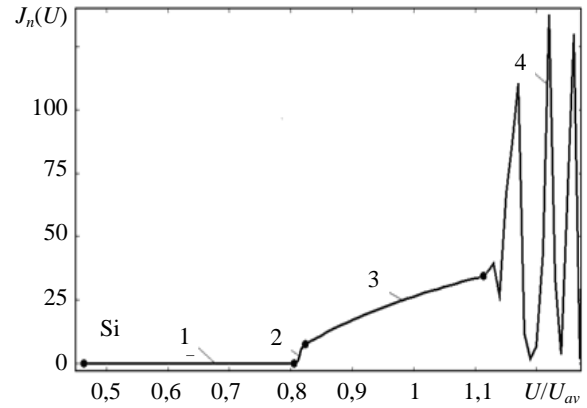


Рис. 2. Вольтамперная характеристика Si  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуры ( $J$ ,  $\kappa\text{A}/\text{cm}^2$ ;  $N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ;  $N_d = N_a$ )

В зоне 1 ( $U/U_{av} \leq 0,8$ ) электрическое поле не достаточно, чтобы в  $p$ - $n$ -переходах возникла ударная ионизация, поэтому лавинный ток равен нулю.

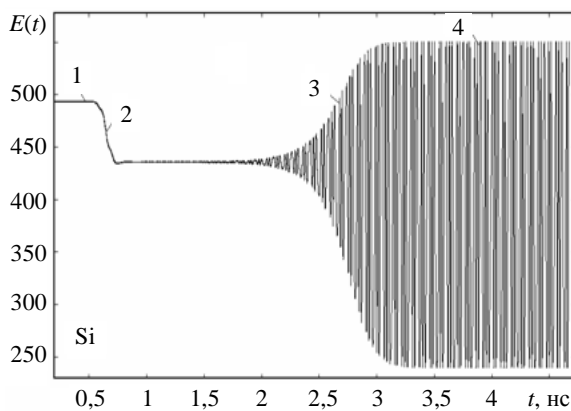
В узком интервале напряжений ( $0,80 < U/U_{av} \leq 0,82$ ) лежит зона 2. В этой зоне лавинный ток экспоненциально растет, но его величина остается значительно меньше величины предельного тока  $p$ - $n$ -перехода, поэтому он практически не влияет на электрическое поле. Зона экспоненциального нарастания лавинного тока описывается нелинейной теорией лавинно-пролетных диодов [7].

В зоне 3 ( $0,82 < U/U_{av} \leq 1,14$ ) лавинный ток достигает значений, при которых его заряд подвижных носителей становится сравнимым по величине с зарядом примесных атомов. В результате происходит частичная компенсация заряда примесных атомов, поэтому электрическое поле снижается, коэффициенты ударной ионизации уменьшаются, рост лавинного тока замедляется. В этой зоне наблюдается нелинейное усиление.

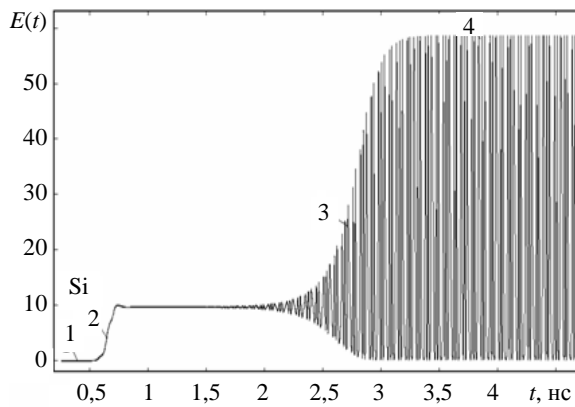
В зоне 4 ( $U/U_{av} > 1,14$ ) лавинный ток достигает значений, при которых он сравним по величине с предельным током  $p$ - $n$ -переходов, в Si  $pn$ - $i$ - $pn$ -структуре возбуждаются многочастотные автоколебания [2].

Таким образом, в Si *pn-i-pn*-структуре в зависимости от величины обратного смещения имеют место режимы экспоненциального и нелинейного усиления и режим многочастотных автоколебаний. Выбор режима работы определяется величиной напряжения на Si *pn-i-pn*-структуре.

**4. Автоколебания в Si *pn-i-pn*-структуре.** Выше показано, что в обратносмещенных Si *pn-i-pn*-структурах с положительной обратной связью по дрейфовому току режим автоколебаний возможен при постоянном напряжении на *p-n*-переходе  $U/U_{av} > 1,14$  [2]. Процесс развития и установления автоколебаний в Si *pn-i-pn*-структуре при напряжении на *p-n*-переходе  $U/U_{av} = 1,2$  иллюстрирует рис. 3.



а)



б)

Рис. 3. Развитие и установление автоколебаний в Si *pn-i-pn*-структуре ( $U/U_{av} = 1,2$ ;  $d_i/L_{pdiff} = 0,5$ ;  $N_{a1} = 7,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{d1} = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a2} = N_{d1}$ ;  $N_{d2} = N_{a1}$ ;  $L_{pdiff} = 0,9 \text{ мкм}$ ;  $J$ ,  $\text{кА/см}^2$ ;  $E$ ,  $\text{кВ/см}$ )

Зависимость от времени электрического поля приведена для точки  $x_5$ , а плотности лавинного тока – на выходе *p<sub>2</sub>-n<sub>2</sub>*-перехода. Видно, что на начальном этапе 1 плотность лавинного тока равна

нулю, поэтому электрическое поле постоянно. На этапе 2 в результате лавинно-каскадного усиления лавинный ток экспоненциально нарастает. Его заряд частично компенсирует заряд примесных атомов, поэтому электрическое поле уменьшается. Этот эффект наблюдается экспериментально [7]. На этапе 3 наблюдается периодическое нарастание максимальной амплитуды автоколебаний электрического поля и плотности лавинного тока. На этапе 4 происходит насыщение амплитуды автоколебаний вследствие ограничения величины электрического поля зарядом подвижных носителей [2].

Видно, что в режиме установившихся автоколебаний в Si *pn-i-pn*-структуре максимальное значение лавинного тока равно  $J(t) = 58,63 \text{ кА/см}^2$ , что сравнимо по величине с предельным током *p-n*-перехода  $J_{nlim} = 57,6 \text{ кА/см}^2$ .

На рис. 4 приведены распределения электрического поля  $E(x)$ , электрического потенциала  $\varphi(x)$  и суммарного заряда  $N(x,t)$  в обедненных областях  $j_1$ - и  $j_2$ -переходов Si *pn-i-pn*-структуры ( $U/U_{av} = 1,2$ ;  $d_i/L_{pdiff} = 0,5$ ;  $N_{a1} = 7,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{d1} = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a2} = N_{d1}$ ;  $N_{d2} = N_{a1}$ ;  $n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $L_{pdiff} = 0,9 \text{ мкм}$ ;  $J_{nlim} = 57,6 \text{ кА/см}^2$ ) в пяти эквидистантных моментах времени одного полупериода колебаний (кривые 1–5).

Видно, что для  $E(x)$  и  $\varphi(x)$  (рис. 4, а, б) выполняются граничные условия на границах обедненной области *p-n*-переходов и условия непрерывности на границе раздела *p*- и *n*-областей. Электрическое поле максимально тогда, когда в уравнении Пуассона суммарный заряд максимален, и минимален, когда этот заряд минимален (рис. 4, а, в). Это согласуется с результатами работы [2], в которой показано, что суммарный заряд  $N(x,t)$  максимален, когда заряд подвижных носителей минимален (компенсация объемного заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей минимальна), и минимален, когда заряд подвижных носителей максимален (компенсация объемного заряда примесных атомов зарядом подвижных носителей максимальна). Из рис. 4, а видно, что в *i*-области структуры электрическое поле постоянно  $E_i = 4,1 \text{ кВ/см}$ , так как влияние заряда лавинного тока на поле в этой области не учитываем. Это оправдано тем, что при сильных электрических полях скорость носителей заряда достигает скорости насыщения, поэтому время дрейфа электронов и дырок в *i*-области структуры практически не изменится при учете этого влияния. Видно также, что размер *i*-области структуры меньше размера обедненной области переходов, поэтому рекомбинационными процессами в *i*-области пренебрегаем.

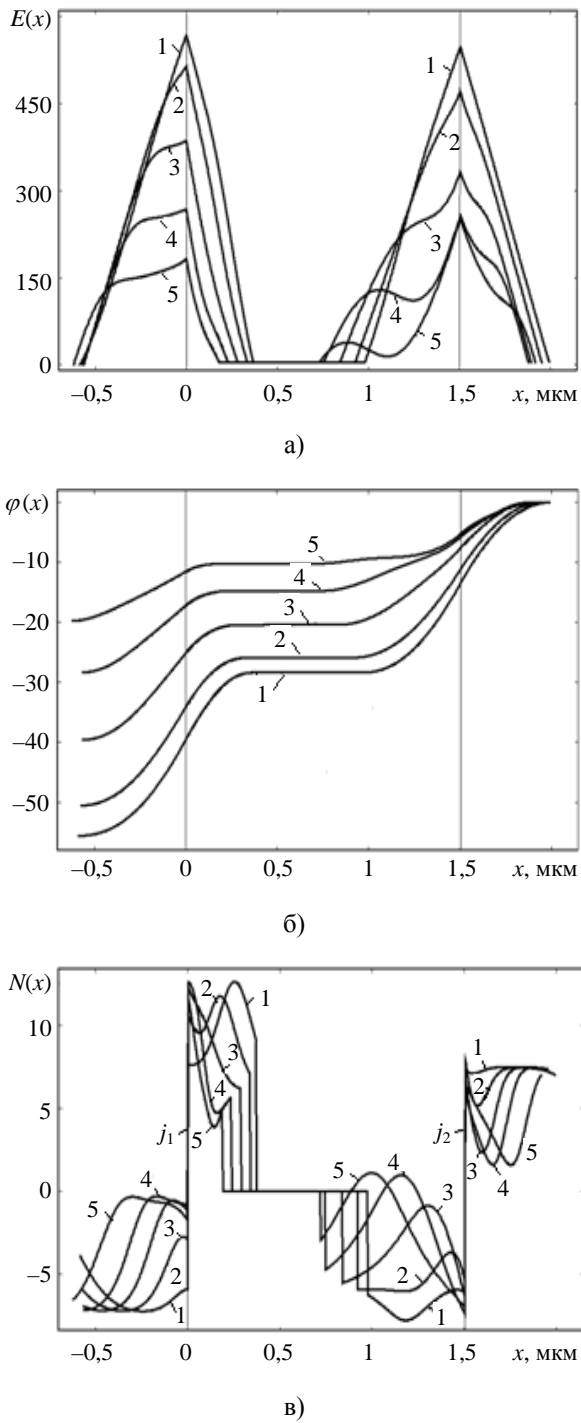


Рис. 4. Динамика распределения электрического поля  $E(x)$ , кВ/см, электрического потенциала  $\varphi(x)$ , В, и суммарного заряда  $N(x) = N(x) \cdot n_i \cdot 10^{-22} \text{ см}^{-3}$  в обедненной области  $p_2-n_2$ -перехода Si  $pn-i-pn$ -структуры в пяти эквидистантных моментах времени одного полупериода колебаний

**5. Частота, мощность и электронный КПД.** В работе [2] отмечено, что решения уравнений ДДМ являются функциями с неравноотстоящими значениями времени, поэтому для спектрального анализа эти функции были пред-

варительно преобразованы в функции с равноотстоящими значениями времени.

На рис. 5 показаны спектры плотности полезной мощности и электронного КПД автогенераторов на основе Si и GaAs  $pn-i-pn$ -структур с высокой концентрацией примесных атомов.

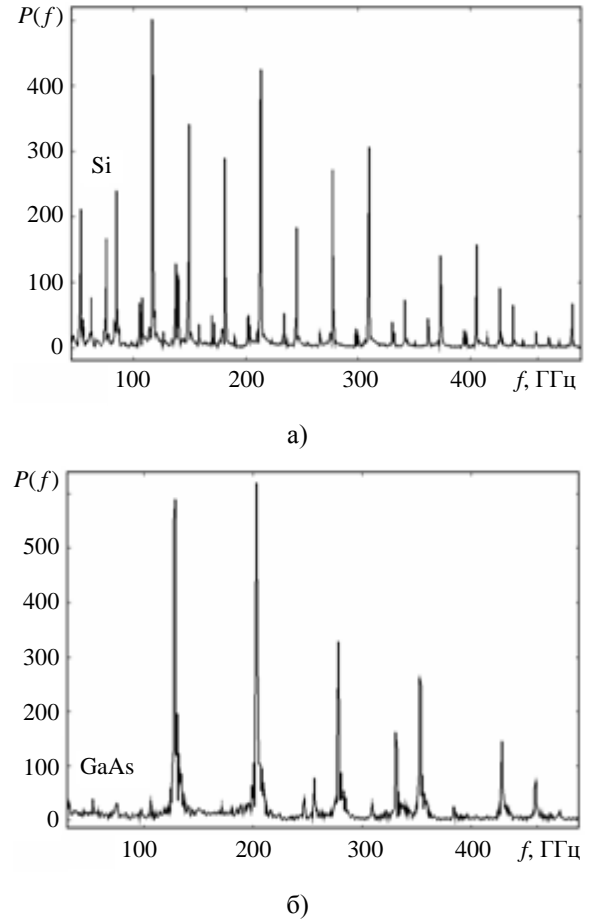


Рис. 5. Спектральная плотность полезной мощности  $P(f)$ , кВт/см<sup>2</sup>, автогенераторов: а) – на основе Si  $p-n$ -переходов ( $U/U_{av} = 1,06$ ;  $N_{a1} = 7,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a1} = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a2} = N_{a1}$ ;  $N_{d2} = N_{a1}$ ); б) – на основе GaAs  $p-n$ -переходов ( $U/U_{av} = 0,825$ ;  $N_{a1} = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a1} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_{a2} = N_{a1}$ ;  $N_{d2} = N_{a1}$ )

Частота дискретизации и шаг частоты дискретизации соответственно равны для Si  $pn-i-pn$ -структуры  $f_d = 32,432 \text{ ТГц}$  и  $f_{sd} = 0,54 \text{ ГГц}$ , а для GaAs  $pn-i-pn$ -структуры –  $f_d = 75,48 \text{ ТГц}$  и  $f_{sd} = 0,84 \text{ ГГц}$ . Число временных отсчетов равно  $N = 60\,000$ . При равном  $N$  различие в величинах частоты дискретизации и шага частоты дискретизации (погрешности определения частоты) кремниевых и арсенид галлиевых структур обусловлено тем, что дрейфовая скорость электронов в GaAs выше, чем у Si. Поэтому шаг интегрирования  $\tau$  меньше у GaAs, чем у Si-структур, а частота дискретизации равна  $f_d = 1/\tau$ . Видно, что спектр выходного сигнала (см. рис. 3) состоит из набора

несоизмеримых дискретных частот. Положение спектральных линий на оси частот определяется внутренней обратной связью по дрейфовому току между  $p$ - $n$ -переходами, благодаря которой в формировании сигнала участвуют электроны и дырки, имеющие различные дрейфовые скорости.

В диодах СВЧ минимальная площадь резкого  $p$ - $n$ -перехода равна  $S = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$  [12]. Из рис. 5 видно, что для этого значения  $S$  максимальная полезная мощность Si и GaAs автогенераторов в мм диапазоне равна соответственно  $P(116,8 \text{ ГГц}) = 100 \text{ Вт}$  и  $P(203 \text{ ГГц}) = 124 \text{ Вт}$ , а в субмм диапазоне –  $P(308 \text{ ГГц}) = 61 \text{ Вт}$  и  $P(352 \text{ ГГц}) = 52 \text{ Вт}$ .

Как известно, электронный КПД автогенераторов определяется выражением  $\eta_e = P(f)/P(0) \cdot 100 \%$ , где  $P(f)$  – плотность полезной мощности,  $P(0)$  – плотность потребляемой мощности [7]. Представленные на рис. 5 кремниевые и арсенид галлиевые автогенераторы имеют потребляемые мощности соответственно 756 и 656 Вт.

Как известно [8, 13], такие высокие уровни мощности (сотни ватт) достигаются в лавинно-пролетных диодах в аномальном режиме, в режиме с захваченной плазмой и в режиме одновременной генерации на двух частотах. Мощные диоды работают в импульсном режиме, параметры которого определяются исходя из граничной температуры [12]. Максимальный электронный КПД исследованных автогенераторов в мм диапазоне равен соответственно  $\eta_e = 13,3 \%$  и  $\eta_e = 19 \%$ , а в субмм диапазоне –  $\eta_e = 8,1 \%$  и  $\eta_e = 8 \%$ . Уменьшение электронного КПД с повышением частоты обусловлено снижением плотности полезной мощности  $P(f)$ . С уменьшением заряда примесных атомов потребляемая мощность снижается. При  $U/U_{av} < 1$  автоколебания в  $p$ - $n$ -переходах не возбуждаются, лавинно-генераторная Si  $pn$ - $i$ - $pn$ -структура работает, как лавинно-пролетный диод с внутренней обратной связью.

Таким образом, спектр многочастотных автоколебаний в  $pn$ - $i$ - $pn$ -структурах зависит от материала полупроводника. По сравнению с Si-структурой, спектральные линии GaAs-структуры являются более широкими. Это связано с тем, что дрейфовая скорость электронов в арсениде галлия выше, чем у кремния, поэтому время дрейфа в пролетных участках меньше, а полоса частот шире.

**Выводы.** Таким образом, в режиме многочастотных автоколебаний  $pn$ - $i$ - $pn$ -структур спектр выходного сигнала состоит из несоизмеримых дискретных частот в мм и субмм диапазонах. Положение спектральных линий на оси частот зависит от материала полупроводника, так как оно определяется внутренней обратной свя-

зью по дрейфовому току между  $p$ - $n$ -переходами, благодаря которой в формировании сигнала участвуют электроны и дырки, имеющие различные дрейфовые скорости.

Рассчитаны энергетические характеристики многочастотных автоколебаний в Si и GaAs  $pn$ - $i$ - $pn$ -структурах с резкими  $p$ - $n$ -переходами. Показано, что полезная мощность в мм диапазоне измеряется сотнями ватт, электронный КПД достигает 19 %.

Результаты работы могут быть использованы для создания на основе Si и GaAs  $pn$ - $i$ - $pn$ -структур мощных импульсных многочастотных автогенераторов мм и субмм диапазонов, которым в настоящее время нет аналогов в электронике СВЧ.

1. Вернигоров Н. С. К вопросу о применении многочастотного сигнала в нелинейной радиолокации / Н. С. Вернигоров, А. Р. Борисов, В. Б. Харин // Радиотехника и электрон. – 1998. – 41, № 1. – С. 63–66.
2. Лукин К. А. Многочастотные автоколебания в полупроводниковых структурах с двумя связанными лавинными  $p$ - $n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 1 – С. 81–87.
3. Lukin K. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with  $pn$ - $i$ - $pn$ -Structure / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, А. А. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1996. – 43, N 3. – P. 473–478.
4. Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure / К. А. Lukin, Н. А. Cerdeira, А. А. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
5. Лукин К. А. Статические электрические поля в обратно-смещенных  $pn$ - $i$ - $pn$ -структурах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2002. – 7, № 2. – С. 317–322.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. Кн. 2 / С. Зи; пер. с англ. под ред. Р. А. Суриса. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
7. Тагер А. С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / А. С. Тагер, В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. радио, 1968. – 480 с.
8. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэрролл; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
9. Польский В. С. Численное моделирование полупроводниковых приборов / В. С. Польский. – Рига: Зинатие, 1986. – 168 с.
10. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
11. Максимов П. П. Алгоритм решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводниковых структур с лавинными  $p$ - $n$ -переходами / П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 3. – С. 523–528.
12. Влияние перегрева  $p$ - $n$ -перехода на деградацию мощных импульсных кремниевых лавинно-пролетных диодов / А. Е. Беляев, В. В. Басанец, Н. С. Болговец и др. // Физика и техника полупроводников. – 2011. – 45, вып. 2. – С. 256–262.
13. Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетный диод // Большая Сов. Энцикл.: в 30 т. Т. 14 / В. М. Вальд-Перлов. – М.: Сов. энцикл., 1973. – С. 87.

Рукопись поступила 05.09.2011.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

RESEARCH OF POWER CHARACTERISTICS  
OF MULTIFREQUENCY GENERATORS  
OF MICROWAVES ON THE BASIS OF  
 $PN-I-PN$ -STRUCTURES

The power characteristics of multifrequency generators of millimeter and sub-millimeter waves on the basis of Si and GaAs  $pn-i-pn$ -structures with abrupt  $p-n$ -junctions and permanent reversed bias are explored. As a mathematical model of generators equations of diffusive-drifting model of semiconductors are used. The algorithm of decision equations of diffusive-drifting model is given. Volt-Ampere characteristic of Si  $pn-i-pn$ -structures is studied. The dynamics of distributing of the electric field, electric potential and total charge of mobile carriers and admixtures atoms in  $pn-i-pn$ -structure are explored. Fourier spectrum of density of useful power and electronic efficiency of multifrequency generators is calculated.

**Key words:** semiconductor  $pn-i-pn$ -structure, impact ionization, multifrequency oscillators, closeness of useful power, electronic efficiency.

К. О. Лукін, П. П. Максимов

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ  
ХАРАКТЕРИСТИК БАГАТОЧАСТОТНИХ  
АВТОГЕНЕРАТОРІВ МІЛІМЕТРОВИХ  
І СУБМІЛІМЕТРОВИХ ХВИЛЬ  
НА ОСНОВІ  $PN-I-PN$ -СТРУКТУР

Досліджено енергетичні характеристики багаточастотних автогенераторів міліметрових і субміліметрових хвиль на основі Si і GaAs  $pn-i-pn$ -структур з різкими  $p-n$ -переходами і постійним зворотним зсувом. Як математична модель автогенераторів використовуються рівняння дифузійно-дрейфової моделі напівпровідників. Приведено алгоритм розв'язання різницевих рівнянь дифузійно-дрейфової моделі. Досліджено вольтамперну характеристику  $pn-i-pn$ -структур. Вивчено динаміку розподілу електричного поля, електричного потенціалу і сумарного заряду рухомих носіїв і домішкових атомів в  $pn-i-pn$ -структурі. Розраховано фур'є-спектр щільності корисної потужності й електронного ККД багаточастотних автогенераторів.

**Ключові слова:** напівпровідникова  $pn-i-pn$ -структура, ударна іонізація, багаточастотні автогенератори, щільність корисної потужності, електронний ККД.