

**К. А. Лукин, П. П. Максимов**

*Институт радиофизики и электроники НАН Украины*

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

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

## КОГЕРЕНТНОЕ СЛОЖЕНИЕ МОЩНОСТИ В ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДАХ

Основной задачей современной полупроводниковой микроэлектроники является повышение энергетических характеристик генераторов и увеличение частотного диапазона их работы. Традиционно повышение мощности генераторов на основе лавинно-пролетных диодов достигается путем сложения мощности нескольких диодов, включенных в один резонансный контур. В данном исследовании повышение энергетических характеристик достигается в лавинно-генераторных диодах в режиме когерентных автоколебаний. В этом режиме автоколебания электронной и дырочной составляющих плотности полезной мощности происходят на одной частоте, что обеспечивает их когерентное сложение в обедненном слое Si  $p$ - $n$ -перехода. Расчет параметров и моделирование работы лавинно-генераторных диодов в режиме двухчастотных когерентных автоколебаний выполнены с помощью апробированных численных методов решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели полупроводников. Рассчитаны энергетические и спектральные характеристики лавинно-генераторных диодов. Изучена зависимость частоты, полезной мощности и электронного КПД от концентрации примесей и напряжения обратного смещения. Результаты исследования представляют интерес для разработчиков мощных генераторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Ил. 5. Библиогр.: 14 назв.

**Ключевые слова:** лавинно-генераторный диод, когерентное сложение мощностей, электронная перестройка частоты.

Актуальной проблемой твердотельных генераторов миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) диапазонов на основе лавинно-пролетного диода (ЛПД) является повышение мощности, КПД и частоты. Повышение мощности и КПД достигается путем сложения мощности нескольких ЛПД, включенных в один резонансный контур [1] или при одновременном использовании эффекта пролета электронов и дырок, возникающих в общем слое умножения  $p$ - $n$ -перехода [2]. В статье предлагается повышать мощность и электронный КПД непосредственно в слое умножения  $p$ - $n$ -переходов лавинно-генераторных диодов (ЛГД), в которых преобразование энергии источника питания, возбуждение и поддержание колебаний происходит в обедненных  $p$ - и  $n$ -областях резкого  $p$ - $n$ -перехода. Это предположение основывается на следующих фактах. В 1966 г. А. С. Тагером был предсказан режим автоколебаний в ЛПД [1]. Токовая неустойчивость в полупроводниковых структурах с обратносмещенными  $p$ - $n$ -переходами была исследована в работах [3, 4]. Режим автоколебаний в базовой области резких  $p$ - $n$ -переходов был обнаружен в работах [5, 6]. Численные методы решения уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ) резких  $p$ - $n$ -переходов в режиме автоколебаний приведены в работах [7–10]. В дальнейших исследованиях был обнаружен режим двухчастотных автоколебаний ЛГД, который наблюдается при учете физических процессов в обеих  $p$ - и  $n$ -областях резких  $p$ - $n$ -переходов. При определенных значениях концентрации примесных атомов частоты автоколебаний электронной и дырочной составляющих плотности полезной мощности ЛГД совпадают, что является предпосылкой для когерентного сложения этих мощностей в обедненном слое  $p$ - $n$ -перехода.

Целью статьи является моделирование работы ЛГД в режиме двухчастотных когерентных автоколебаний, определение условий, при которых возбуждаются когерентные автоколебания, расчет энергетических и спектральных характеристик и исследование электронной перестройки частоты. Для этого использованы результаты работ [3–10], в которых исследована токовая неустойчивость в полупроводниковых структурах с резкими  $p$ - $n$ -переходами и разработаны численные методы решения конечно-разностных уравнений ЛГД в режиме двухчастотных автоколебаний.

**1. Постановка задачи.** Исследовались физические процессы в ЛГД на основе двухпролетных резких  $p$ - $n$ -переходов с однородным легированием примесных атомов  $N(x) = N_a(x) + N_d(x)$  ( $N_a$  – концентрация акцепторов,  $N_d$  – концентрация доноров) и постоянным напряжением обратного смещения  $U_0$ , превышающим статическое напряжение лавинного пробоя  $U_{av}$ . На рис. 1 приведена одномерная модель резкого  $p$ - $n$ -перехода.



Рис. 1. Упрощенная модель двухпролетного резкого  $p$ - $n$ -перехода ( $U_0 < 0$ )

За начало координат принята точка  $x_2 = 0$  – плоскость раздела  $p$ - и  $n$ -областей. Координаты  $x_1$  и  $x_3$  – границы легирования акцепторной и донорной примесью соответственно. Координаты  $w_p$  и  $w_n$  – границы обедненных  $p$ - и  $n$ -областей в режиме автоколебаний. Расчет обедненной области

$p$ - $n$ -перехода с учетом влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле выполнен в соответствии с работой [6]. Двухпролетные ЛГД изготавливают методом ионного легирования, который позволяет легко контролировать закон распределения и концентрацию примеси и создавать очень узкие переходы (десятичные доли микрометра).

В качестве математической модели ЛГД использованы уравнения ДДМ, исходные уравнения которых имеют следующий вид [1]:

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

$$\frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} = -E(x,t); \quad (2)$$

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

$$q \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} + \alpha_n J_n(x,t) + \alpha_p J_p(x,t); \quad (4)$$

$$J_n(x,t) = qn(x,t)\mu_n E(x,t); \quad (5)$$

$$J_p(x,t) = qp(x,t)\mu_p E(x,t); \quad (6)$$

$$J_{cm}(x,t) = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t}; \quad (7)$$

$$J(t) = J_n(x,t) + J_p(x,t) + J_{cm}(x,t), \quad (8)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля;  $\varphi$  – 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;  $q$  – абсолютное значение заряда электрона;  $\epsilon\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\alpha_{n,p}(E)$  – коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок соответственно [11];  $\mu_n, \mu_p$  – подвижности электронов и дырок.

Уравнения ДДМ дополняются граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} E(w_p, t) = 0, E(w_n, t) = 0, \\ \varphi(w_p, t) = U(t), \varphi(w_n, t) = 0, \\ J_p(w_p, t) = J(t) - J_{ns}(w_p, t), \\ J_n(w_n, t) = J(t) - J_{ps}(w_n, t), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

начальным условием

$$J(w_n, t=0) = J_{ns} + J_{ps} \quad (10)$$

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

$$\left. \begin{aligned} E(x,t)|_{x=x_2-0} = E(x,t)|_{x=x_2+0}, \\ \varphi(x,t)|_{x=x_2-0} = \varphi(x,t)|_{x=x_2+0}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где  $J_{ns}, J_{ps}$  – плотность электронного и дырочного токов тепловой генерации соответственно;  $U(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x)dx$  – падение напряжения на  $p$ - $n$ -переходе.

Уравнения ДДМ для численного решения преобразовывались в безразмерные уравнения следующим образом:  $E' = E/E_0$ ;  $\varphi' = \varphi/\varphi_0$ ;  $n' = n/n_i$ ;  $p' = p/p_i$ ;  $N' = N/n_i$ ;  $x' = x/L_0$ ;  $t' = t/t_0$ ;  $J'_p = J_p/J_0$ ;  $J'_n = J_n/J_0$ ;  $J'_{cm} = J_{cm}/J_0$ ;  $D'_p = D_p/D_0$ ;  $D'_n = D_n/D_0$ . Основные нормировочные коэффициенты равны:  $E_0 = \varphi_0/L_0$ , В/м;  $D_0 = 1$ , м<sup>2</sup>/с;  $\varphi_0 = kT/q$ , В;  $t_0 = L_0^2/D_0$ , с;  $L_0 = \sqrt{\epsilon\epsilon_0\varphi_0/qn_i}$ , м;  $J_0 = qn_iD_0/L_0$ , А/м<sup>2</sup>.

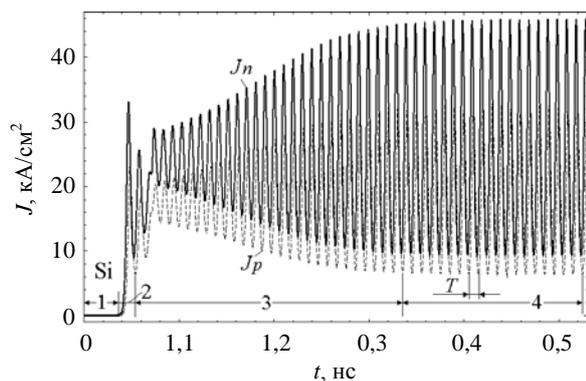
Для решения уравнений (1)–(8) с условиями (9)–(11) они были преобразованы в полунявную разностную схему. Шаг на временной сетке  $\tau$  и шаг на пространственной сетке  $h$  удовлетворяют условию устойчивости Куранта  $\tau \leq h/v$  ( $v$  – скорость носителей заряда). Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает  $O(\tau + h)$  [12]. В результате решения разностных уравнений получаем дискретизированную реализацию  $x_n$ , состоящую из  $N$  последовательных отсчетов  $x(n\tau)$ , где  $n = 0, \dots, N-1$ . Частота дискретизации равна  $f = 1/\tau$ . Шаг частоты дискретизации равен  $\delta f_s = f_s/N$ , он использован для оценки абсолютной погрешности частоты. Алгоритм самосогласованного решения разностных уравнений ЛГД апробирован на тестовых задачах и приведен в работе [10].

**2. Когерентные автоколебания.** На рис. 2 показано развитие и установление автоколебаний электронной и дырочной составляющих плотности лавинного тока (рис. 2, а), падения напряжения на  $p$ - и  $n$ -областях перехода (рис. 2, б) и когерентной плотности мгновенной мощности (рис. 2, в) резкого Si  $p$ - $n$ -перехода с концентрацией примесных атомов  $N_a = 13,15 \cdot 10^{16}$  и  $N_d = 6,6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Динамика развития и установления автоколебаний позволяет выделить четыре характерных этапа.

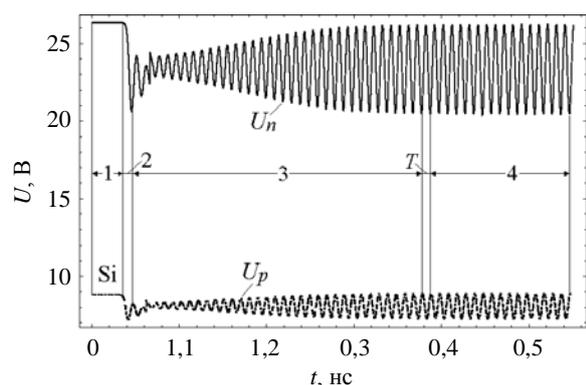
На этапе 1 в течение  $t_0 \leq 0,02$  нс напряжение на  $p$ - и  $n$ -областях  $p$ - $n$ -перехода  $U(t) = U_p(t) + U_n(t)$  постоянно, поэтому плотность лавинного тока  $J(t) = J_p(t) + J_n(t)$  и плотность мгновенной мощности  $P(t) = J(t) U(t)$  равны нулю. Время  $t_0$  определяется длительностью развития

ударной ионизации и дрейфом носителей заряда через пролетные участки  $p$ - $n$ -перехода.

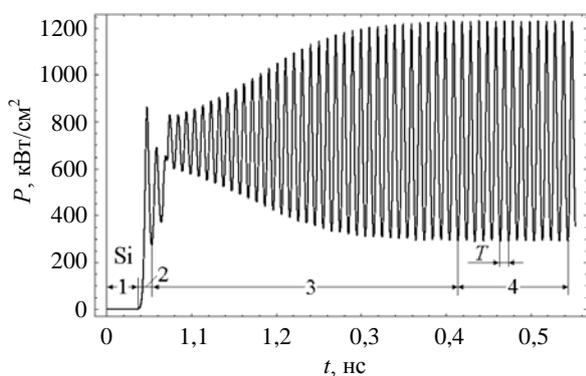
На этапе 2 в результате ударной ионизации в слое умножения  $p$ - $n$ -перехода экспоненциально растет электронная и дырочная составляющие лавинного тока. Заряд подвижных носителей частично компенсирует заряд примесных атомов, поэтому электрическое поле снижается. Как следствие, падение напряжения на  $p$ - и  $n$ -обедненных областях  $p$ - $n$ -перехода уменьшается [1, 2].



а)



б)



в)

Рис. 2. Зависимость от времени: а) – электронной  $J_n$  и дырочной  $J_p$  составляющих плотности лавинного тока  $J$ ; б) – падения напряжений  $U_p$  и  $U_n$  на  $p$ - и  $n$ -областях соответственно; в) – плотности мгновенной полезной мощности  $P$  Si ЛГД

На этапе 3 наблюдается процесс установления автоколебаний в ЛГД, который протекает следующим образом. При снижении электрического поля коэффициенты ударной ионизации для электронов и дырок понижаются, уменьшается число генерируемых электронно-дырочных пар в слое умножения  $p$ - $n$ -перехода и, соответственно, уменьшается заряд подвижных носителей. При снижении этого заряда уменьшается компенсация объемного заряда в уравнении Пуассона, поэтому электрическое поле, падение напряжения на обедненной области перехода и коэффициенты ударной ионизации возрастают. Это приводит к росту лавинного тока и заряда подвижных носителей. В результате увеличивается компенсация объемного заряда в уравнении Пуассона, поэтому электрическое поле и напряжение на обедненной области  $p$ - $n$ -перехода снова снижаются и далее цикл повторяется. Видно, что с течением времени амплитуда колебаний нарастает и при  $t = 0,4$  нс достигает максимума.

На этапе 4 наблюдаются установившиеся автоколебания электронной и дырочной составляющих плотности лавинного тока, падения напряжения и когерентной плотности мгновенной полезной мощности. Видно, что период автоколебаний постоянен и равен  $T = 9,94$  пс ( $f = 100,6$  ГГц).

### 3. Когерентное сложение мощностей.

В резких Si  $p$ - $n$ -переходах в режиме двухчастотных автоколебаний при равенстве времени дрейфа дырок и электронов в обедненных  $p$ - и  $n$ -областях возможно когерентное суммирование дырочной и электронной составляющих полезной мощности. Это следует из графиков рис. 3, на котором представлен дискретный фурье-спектр дырочной и электронной составляющих плотности полезной мощности резкого Si  $p$ - $n$ -перехода с концентрацией примесных атомов  $N_a = 13,15 \cdot 10^{16}$  и  $N_d = 6,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $U_0/U_{av} = 1,45$ ;  $v_n/v_p = 2$ , где  $v_n$  – скорость насыщения электронов;  $v_p$  – скорость насыщения дырок). Видно, что при отношении концентраций  $N_a/N_d \approx 2$  в обеих  $p$ - и  $n$ -областях возбуждаются когерентные автоколебания с частотой гармоник  $f_1 = 100,6$  ГГц и  $f_2 = 2f_1$ . На этих частотах дырочная составляющая плотности полезной мощности равна 102 и 14 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 3, а), электронный КПД равен 6 и 0,8 %. Электронная составляющая плотности полезной мощности равна соответственно 367 и 53 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 3, б), электронный КПД равен 22 и 3,2 %.

В результате когерентного сложения плотность полезной мощности на основной частоте 100,6 ГГц увеличена на 103 кВт/см<sup>2</sup> – до 469 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 3, в), а электронный КПД увеличен на 6 % – до 28 %. Плотность потребляемой мощности ЛГД не зависит от характера автоколебаний и равна сумме дырочной и электронной составляющих плотности потребляемой мощности.

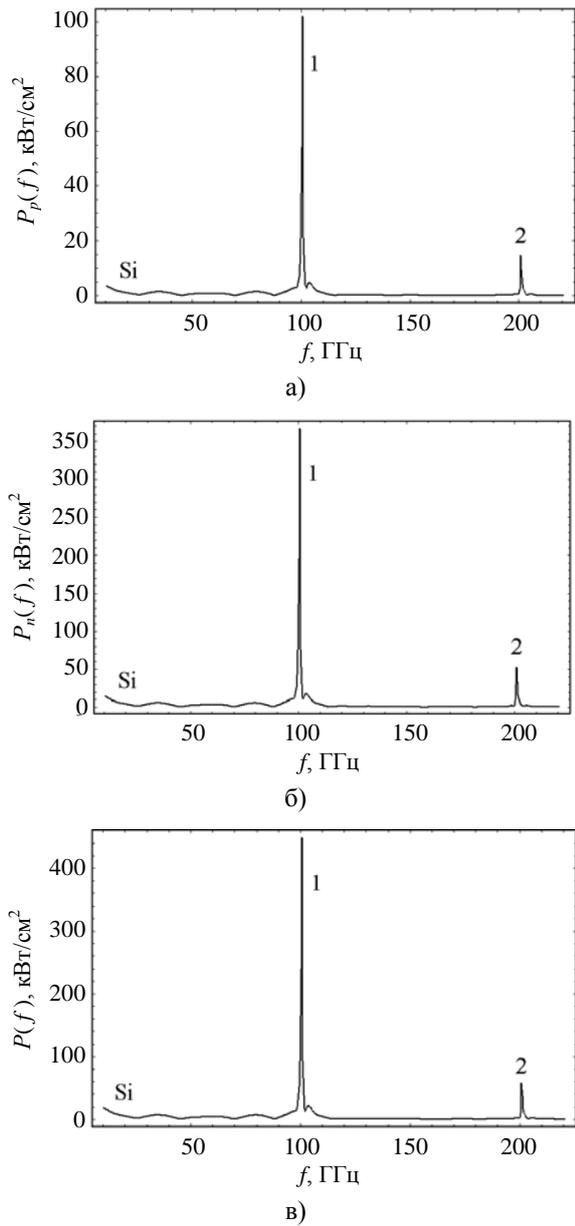


Рис. 3. Фурье-спектры дырочной  $P_p$  (а) и электронной  $P_n$  (б) составляющих плотности полезной мощности и когерентной плотности полезной мощности  $P$  (в) ЛГД на основе резкого Si  $p$ - $n$ -перехода

На рис. 4 представлен дискретный фурье-спектр дырочной и электронной составляющих плотности полезной мощности резкого GaAs  $p$ - $n$ -перехода с концентрацией примесных атомов  $N_a = 4,596 \cdot 10^{16}$ ,  $N_d = 2,274 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $v_{ns}/v_{ps} = 2$ ;  $U_0/U_{av} = 1,25$ ). Видно, что когерентные автоколебания наблюдаются при отношении концентрации доноров к концентрации акцепторов  $N_a/N_d \approx 2$ . В обеих  $p$ - и  $n$ -областях основная частота равна  $f_1 = 40$  ГГц, а гармоники равны соответственно  $f_n = n f_1$  ( $n = 2, 3$ ). Дырочная составляющая плотности полезной мощности на гармониках равна 233, 68 и 15 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 4, а), а

электронный КПД равен 11, 3,2 и 0,7%. Электронная составляющая плотности полезной мощности равна соответственно 708 и 184 и 30 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 4, б), электронный КПД равен 34, 8,7 и 1,4%.

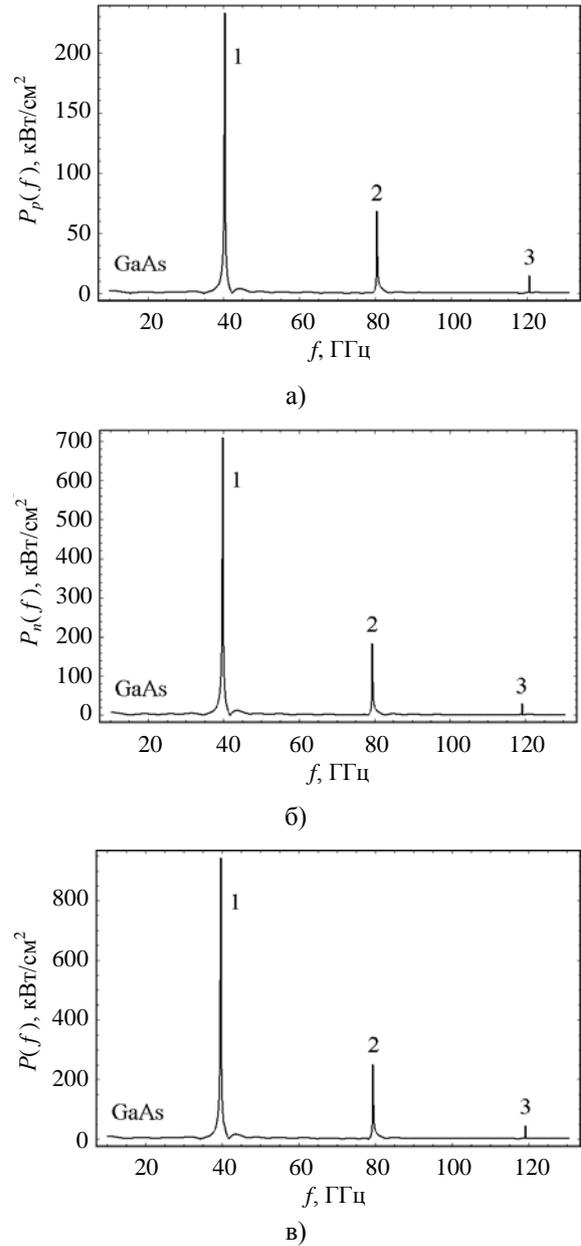


Рис. 4. Фурье-спектры дырочной  $P_p$  (а) и электронной  $P_n$  (б) составляющих плотности полезной мощности и когерентной плотности полезной мощности  $P$  (в) ЛГД на основе резкого GaAs  $p$ - $n$ -перехода

В результате когерентного сложения плотность полезной мощности на гармониках равна 944, 252 и 45 кВт/см<sup>2</sup> (рис. 4, в), а электронный КПД – 45, 12 и 2%. При такой высокой плотности полезной мощности долговременная работа ЛГД, при которой он не деградирует в течение заданного времени, обеспечивается в импульсном режиме работы [13].

#### 4. Электронная перестройка частоты.

Для реализации когерентного сложения мощности необходимо знать зависимость частоты от напряжения на переходе. В ЛГД на основе резких Si *p-n*-переходов с концентрацией примесных атомов  $N_a = 13,15 \cdot 10^{16}$  и  $N_d = 6,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  режим двухчастотных автоколебаний существует в диапазоне напряжений обратного смещения на переходе  $1,44 \leq U_0/U_{av} \leq 1,705$ . При напряжении  $U_0/U_{av} < 1,44$  лавинный ток меньше пускового, автоколебания затухают. В этом случае Si *p-n*-переход работает в пролетном режиме ЛПД. При напряжении  $U_0/U_{av} > 1,705$  заряд подвижных носителей полностью компенсирует заряд примесных атомов, электрическое поле уменьшается до значений, меньших напряжения лавинного пробоя, – диод не генерирует. В ЛГД на основе резких GaAs *p-n*-переходов с концентрацией примесей  $N_a = 4,596 \cdot 10^{16}$  и  $N_d = 2,271 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  двухчастотные автоколебания наблюдаются в диапазоне напряжений  $1,19 \leq U_0/U_{av} \leq 1,455$ .

На рис. 5 приведены значения частот дырочной  $f_p$  и электронной  $f_n$  составляющих плотности полезной мощности Si ЛГД (а) и GaAs ЛГД (б) в дискретных значениях напряжения обратного смещения  $U_0/U_{av}$ .

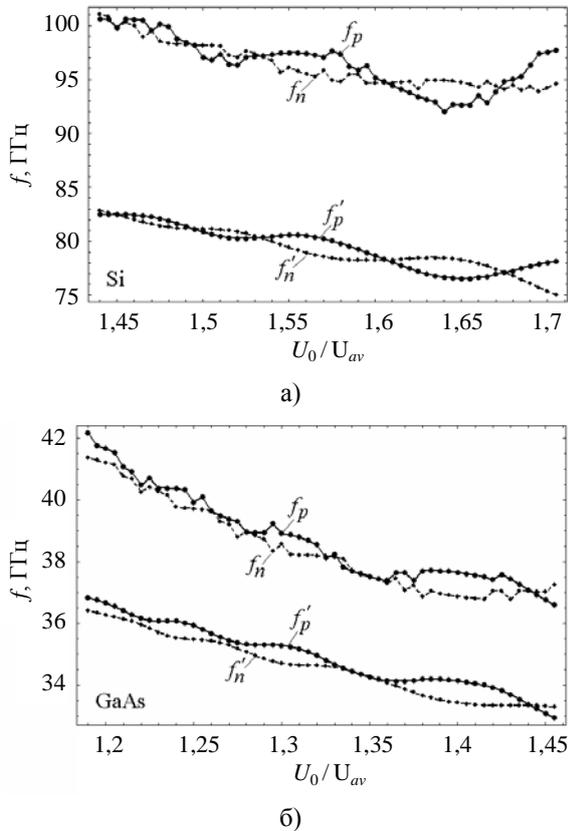


Рис. 5. Электронное смещение частот в дискретных значениях напряжения обратного смещения  $U_0/U_{av}$ : а) – Si ЛГД;

б) – GaAs ЛГД; сплошные линии – смещение частот  $f_p$  и  $f'_p$ , пунктирные линии – смещение частот  $f_n$  и  $f'_n$

Видно, что частоты автоколебаний  $f_n$  и  $f_p$  лежат в миллиметровом диапазоне и они совпадают при нескольких значениях  $U_0/U_{av}$ .

Диапазон электронной перестройки частоты относительно средней частоты дырочной составляющей плотности полезной мощности Si ЛГД равен  $\delta f_p = 8,8 \%$  ( $100,5 \div 92$  ГГц;  $P_p = 102 \text{ кВт/см}^2$ ), и электронной составляющей плотности полезной мощности равен  $\delta f_n = 7,4 \%$  ( $101 \div 93,8$  ГГц;  $P_n = 367 \text{ кВт/см}^2$ ), соответственно, для GaAs ЛГД имеем  $\delta f_p = 13,6 \%$  ( $42,2 \div 36,8$  ГГц;  $P_p = 474 \text{ кВт/см}^2$ ), и  $\delta f_n = 11,2 \%$  ( $41,4 \div 37$  ГГц;  $P_n = 1388 \text{ кВт/см}^2$ ).

Следовательно, диапазон электронной перестройки частоты  $\delta f$  зависит от мощности: чем ниже полезная мощность  $P$ , тем выше  $\delta f$ . Для сравнения отметим, что аналогичную зависимость имеет электронная перестройка частоты от мощности в генераторной лампе обратной волны О-типа (ЛОВО). Например, при мощности  $200 \div 1500$  мВт диапазон электронной перестройки ЛОВО равен  $1 \div 2$  ГГц, а при уменьшении мощности до  $1,2 \div 2,5$  мВт  $\delta f$  увеличивается до  $48 \div 74$  ГГц [2].

Согласно рис. 5 зависимость частот  $f_p$  и  $f_n$  от напряжения обратного смещения  $U_0/U_{av}$  нелинейная. Это объясняется тем, что частоты  $f_p$  и  $f_n$  определяются нелинейными процессами самого *p-n*-перехода, такими, как нелинейная взаимозависимость электрического поля и лавинного тока, зависимость границ обедненных *p*- и *n*-областей *p-n*-перехода и напряжения обратного смещения от времени и пролетный эффект [6].

Согласно [14] частота пролетного ЛПД определяется отношением скорости насыщения носителей заряда  $v_s$  к удвоенной длине пролетного участка  $w$  и аппроксимируется выражением  $f = v_s / 2w$ , т. е. частота является пролетной. На рис. 5 приведены зависимости пролетных частот ЛПД  $f'_p$  и  $f'_n$ , определенные с помощью выражения

$$f'_{p,n} = v_{p,ns} / 2w_{p,n}, \text{ где } w_{p,n} = t_0^{-1} \int_0^{t_0} w_{p,n}(t) dt -$$

ширина обедненного участка *p*- и *n*-областей соответственно, усредненная за время  $t_0$ , равное нескольким периодам колебания. Видно, что частоты  $f_{p,n}$  и  $f'_{p,n}$  качественно совпадают, а количественно различаются. Это связано с тем, что пролетная частота  $f'_{p,n}$  ЛПД определяется с помощью приближенного аппроксимирующего выражения, полученного без учета заряда подвижных носителей в уравнении Пуассона, а частота  $f_{p,n}$

ЛГД находится с помощью прямого преобразования Фурье временного ряда плотности полезной

мощности (см. рис. 2, в), которое учитывает этот заряд [6].

**Выводы.** Показано, что в двухчастотных ЛГД на основе Si и GaAs  $p$ - $n$ -переходов при концентрации примесных атомов  $N_a/N_d \approx 2$  наблюдаются когерентные автоколебания электронной  $P_n$  и дырочной  $P_p$  составляющих плотности полезной мощности  $P$ . Приведены энергетические и спектральные характеристики ЛГД. Показано, что полезная мощность ЛГД может быть существенно увеличена путем когерентного сложения мощностей  $P_n$  и  $P_p$ .

Исследована электронная перестройка частоты ЛГД. Показано, что диапазон электронной перестройки частоты Si ЛГД превышает 8 %, а GaAs ЛГД – 13 %. Диапазон электронной перестройки частоты  $\delta f$  зависит от мощности: чем ниже полезная мощность  $P$ , тем выше  $\delta f$ . Аналогичную зависимость  $\delta f(P)$  имеют и ЛОВО.

Результаты работы представляют интерес для разработчиков мощных импульсных генераторов мм и субмм диапазонов длин волн на основе резких Si и GaAs  $p$ - $n$ -переходов.

#### Библиографический список

1. 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.
2. Федоров Н. Д. Электронные приборы СВЧ и квантовые приборы / Н. Д. Федоров. – М.: Атомиздат, 1979. – 246 с.
3. Lukin K. A. Chaotic instability of currents in a reverse based multilayered structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // Appl. Phys. Lett. – 1997. – 71, N 17. – P. 2484–2486.
4. Lukin K. A. Current oscillations in avalanche particle detectors with  $pn$ - $i$ - $pn$ -structure / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, A. A. Colavita // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1996. – 43, N 3. – P. 473–478.
5. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased  $p$ - $n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
6. Лукин К. А. Режим автоколебаний в резких  $p$ - $n$ -переходах с постоянным обратным смещением / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, № 2. – С. 232–238.
7. Лукин К. А. Статические электрические поля в обратносмещенных  $pn$ - $i$ - $pn$ -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.
8. Лукин К. А. Модифицированный метод встречных прогнозов / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 1999. – 4, № 1. – С. 83–86.
9. Лукин К. А. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими  $p$ - $n$ -переходами / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Там же. – С. 87–92.
10. 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.

11. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэррол; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
12. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
13. Влияние перегрева  $p$ - $n$ -перехода на деградацию мощных кремниевых лавинно-пролетных диодов / А. Е. Беляев, В. В. Басанец, Н. С. Болговец и др. // Физика и техника полупроводников. – 2011. – 45, № 2. – С. 256–262.
14. Левинштейн М. Е. Лавинно-пролетный диод // Физ. энцикл.: в 5 т. Т. 2 / М. Е. Левинштейн, Г. С. Семин; гл. ред. А. М. Прохоров. – М.: Сов. энцикл., 1990. – 541 с.

Рукопись поступила 10.11.2012 г.

К. А. Lukin, P. P. Maksymov

#### COHERENT ADDITION OF POWER IN AVALANCHE-GENERATOR DIODES

The basic problem of modern semiconductor microelectronics is the increase of power characteristics of generators and increase of frequency range of their work. Traditionally an increase of power of generators on the basis of avalanche-flights diodes is achieved by addition of power of a few diodes plugged in one resonance contour. In this research an increase of power characteristics is achieved in avalanche-generator diodes in the regime of coherent auto-oscillations. In this regime of an auto-oscillations of electronic and hole constituents of density of useful power take place on one frequency, that provides their coherent addition in the impoverished layer of Si  $p$ - $n$ -junction. The calculation of parameters and modeling of work of avalanche-generator diodes in the regime of two-frequency coherent auto-oscillations is executed by the approved a numerical solution methods of equalizations of drift-diffusion model of semiconductors. The power and spectral characteristics of avalanche-generator diodes are calculated. Dependence of frequency, useful power and electronic efficiency on concentration of admixtures and voltage of the reversed bias is studied. Research results are of interest for the developers of powerful generators of millimetric and submillimetric ranges of wavelengths.

**Key words:** avalanche-generator diodes, coherent addition of powers, electronic transformation of frequency.

К. О. Лукин, П. П. Максимов

#### КОГЕРЕНТНЕ СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТІ В ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДАХ

Основним завданням сучасної напівпровідникової мікроелектроніки є підвищення енергетичних характеристик генераторів і збільшення частотного діапазону їх роботи. Традиційно підвищення потужності генераторів на основі лавинно-пролітних діодів досягається шляхом складання потужності декількох діодів, включених в один резонансний контур. У даному дослідженні підвищення енергетичних характеристик досягається в лавинно-генераторних діодах в режимі когерентних автоколивань. У цьому режимі автоколивання електронної і діркової складових щільності корисної потужності відбуваються на одній частоті, що забезпечує їх когерентне складання в збідненому шарі Si  $p$ - $n$ -переходу. Розрахунок параметрів і моделювання роботи лавинно-генераторних діодів в режимі двочастотних когерентних автоколивань виконано за допомогою апробованих числових методів розв'язання рівнянь дифузійно-дрейфової моделі напівпровідників. Розраховано енергетичні і спектральні характеристики лавинно-генераторних діодів. Вивчено залежність частоти, корисної потужності і електронного ККД від концентрації домішок і напруги зворотного зсуву. Результати дослідження представляють інтерес для розробників потужних

генераторів міліметрового і субміліметрового діапазонів довжин хвиль.

**Ключові слова:** лавинно-генераторні діоди, когерентне складання потужностей, електронне перестроювання частоти.