

П. П. Максимов

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: maksymov.pvl@ukr.net*

РЕЖИМЫ РАБОТЫ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНЫХ ДИОДОВ МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

Построение мощных источников электромагнитных колебаний микроволнового диапазона является актуальной задачей для создания современных полупроводниковых устройств. В данной работе теоретически обосновано создание мощных источников электромагнитных колебаний на основе обратносмещенных резких $p-n$ -переходов лавинно-генераторных диодов (ЛГД) с внешним сигналом. Выполнена классификация режимов ЛГД. Выбор режима генерации колебаний определяется параметрами ЛГД и входного сигнала. Показано, что в ЛГД генерируются когерентные, многочастотные и широкополосные колебания. Приведены энергетические и спектральные характеристики колебаний ЛГД. Результаты исследования представляют интерес для разработчиков мощных диодных генераторов с требуемыми диапазонными, энергетическими и спектральными характеристиками. Ил. 4. Библиогр.: 17 назв.

Ключевые слова: лавинно-генераторные диоды, регулярные аттракторы, полезная мощность, электронный коэффициент полезного действия.

В настоящее время актуальной задачей является развитие современных сетей связи и телекоммуникаций, радиопротиводействия, построение радиолокационных и радионавигационных высокоточных систем, шумовой радиолокации и т. д. [1–5]. Первым этапом решения этой задачи является построение диодных генераторов с требуемыми диапазонными, энергетическими и спектральными характеристиками. Диодный генератор является единой конструкцией, состоящей из активного элемента и СВЧ-цепи, с которой соединен активный элемент [2]. В качестве активных элементов диодных генераторов широко применяются лавинно-пролетные диоды (ЛПД) на основе обратносмещенных резких $p-n$ -переходов. В настоящее время арсенид-галлиевые (GaAs) и кремниевые (Si) ЛПД являются наиболее мощными приборами во всем миллиметровом диапазоне волн, обеспечивающими средние уровни мощности от единиц ватт в диапазоне 30...40 ГГц до сотен милливатт на частотах свыше 100 ГГц. Вместе с тем, теоретический анализ ЛПД основан на решении уравнений диффузионно-дрейфовой модели (ДДМ), в которых для упрощения решения не учитывается заряд подвижных носителей в уравнении Пуассона.

Для исследования динамических процессов, протекающих в обратносмещенных резких $p-n$ -переходах, с учетом заряда подвижных носителей были разработаны численные методы решения полных уравнений ДДМ полупроводниковых структур с резкими $p-n$ -переходами [6–14]. Результаты этих исследований показали возможность создания нового класса источников электромагнитных колебаний – лавинно-генераторных диодов (ЛГД) на основе обратносмещенных резких $p-n$ -переходов с высоким напряжением обратного смещения [9]. Принцип действия ЛГД основан на токовой неустойчивости, которая на-

блюдается на статической вольтамперной характеристике резких $p-n$ -переходов при высоком постоянном напряжении обратного смещения [12]. Токовая неустойчивость в ЛГД обуславливает отрицательную дифференциальную проводимость в обеих p - и n -областях $p-n$ -перехода и, соответственно, генерацию двухчастотных автоколебаний [13].

Целью работы является теоретический анализ режимов генерации регулярных двухчастотных колебаний микроволнового диапазона в ЛГД на основе Si обратносмещенных резких $p-n$ -переходов и расчет диапазонных, энергетических и спектральных характеристик.

1. Постановка задачи. Объектом исследований являются обратносмещенные резкие Si электронно-дырочные $p-n$ -переходы. Предмет исследований – режимы генерации колебаний в двухпролетных Si ЛГД с однородным легированием примесных атомов $N(x) = N_a(x) + N_d(x)$ и постоянным напряжением обратного смещения U_0 , превышающим статическое напряжение лавинного пробоя U_{av} (N_a – концентрация акцепторов, N_d – концентрация доноров). На рис. 1 приведена одномерная модель обратносмещенного резкого $p-n$ -перехода. За начало координат принята точка $x_2 = 0$ – граница раздела p - и n -областей. Координаты x_1 и x_3 – границы легирования акцепторной и донорной примесями соответственно. Координаты w_p и w_n – границы обедненных p - и n -областей в режиме автоколебаний. Расчет обедненной области $p-n$ -перехода выполнен с учетом влияния заряда подвижных носителей на электрическое поле в соответствии с методикой, изложенной в [11]. Способ легирования примеси определяет распределение напряженности поля в обедненной области $p-n$ -перехода. При однородном легировании примеси и без учета заряда подвижных носителей в уравнении Пуассона напря-

женность электрического поля спадает в p - n -переходе по линейному закону $E = E_{\max}(w-x)/w$, где $w = w_n + w_p$ – толщина обедненного слоя. С учетом заряда подвижных носителей напряженность поля спадает по нелинейному закону, при котором E может принимать и отрицательные значения в обедненном слое p - n -перехода (режим *TRAPATT* ЛГД). На границе p - n -перехода ($x = x_0$) напряженность поля максимальна E_{\max} , а на контактах – равна нулю.

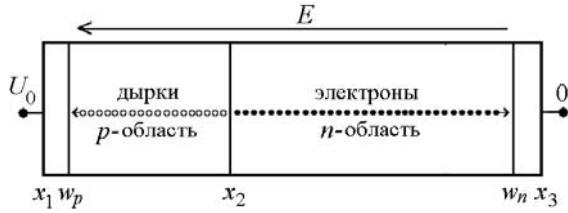


Рис. 1. Одномерная модель ЛГД на основе обратносмещенного резкого p - n -перехода, $U_0 < 0$

Математическая модель, описывающая нелинейные динамические процессы в ЛГД на основе обратносмещенных резких p - n -переходов, представляет собой систему дифференциальных уравнений в частных производных ДДМ, исходные уравнения которых имеют следующий вид [1–4]:

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} [N(x) - n(x,t) + p(x,t)],$$

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

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n(x,t)}{\partial x} +$$

$$+ \alpha_n(E)J_n(x,t) + \alpha_p(E)J_p(x,t),$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} +$$

$$+ \alpha_n(E)J_n(x,t) + \alpha_p(E)J_p(x,t),$$

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

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

$$J_{\text{см}}(x,t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t},$$

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

где E – напряженность электрического поля; φ – электрический потенциал; J – плотность полного тока в p - n -переходе, не зависящая от координаты x [1]; J_n – плотность электронного тока; J_p – плотность дырочного тока; $J_{\text{см}}$ – плотность тока смещения; n – концентрация электронов в зоне проводимости; p – концентрация дырок в валентной зоне; v_n, v_p – дрейфовая скорость электронов и дырок соответственно; q – абсо-

лютное значение заряда электрона; $\varepsilon\varepsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $N(x)$ – распределение примесных атомов в p - n -переходе, $N(x) = \begin{cases} -N_a, & x_1 \leq x < x_2, \\ N_d, & x_2 < x \leq x_3, \end{cases}$ N_a – концентрация примесных акцепторов, N_d – концентрация примесных доноров; $\alpha_n(E), \alpha_p(E)$ – экспоненциальная аппроксимация коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок соответственно [3]; D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, которые связаны с подвижностями μ_n, μ_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.

Уравнения ДДМ дополняются соответствующими граничными условиями

$$E(w_p, t) = 0, E(w_n, t) = 0,$$

$$\varphi(w_p, t) = V(t), \varphi(w_n, t) = 0,$$

$$J_n(w_n, t) = J(t) - J_p(w_n, t),$$

$$J_p(w_p, t) = J(t) - J_n(w_p, t),$$

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

$$E(x,t)|_{x=x_2-0} = E(x,t)|_{x=x_2+0},$$

$$\varphi(x,t)|_{x=x_2-0} = \varphi(x,t)|_{x=x_2+0}$$

и начальным условием для плотности полного тока

$$J(w_p, t=0) = J_{in} + J_{ps} + J_{ns},$$

где J_{in} – плотность тока инжекции (входной сигнал); J_{ns}, J_{ps} – плотности электронной и дырочной компонент тока насыщения соответственно.

Для численного решения уравнения ДДМ были преобразованы в полунявную разностную схему. Шаг временной сетки τ и шаг пространственной сетки h удовлетворяют условию устойчивости Куранта $\tau \leq h/v$ (v – скорость носителей заряда). Погрешность аппроксимации дифференциальных операторов разностными не превышает $O(\tau + h)$ [15]. 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 $f_s = 1/\tau$, шаг частоты дискретизации $\delta f_s = f_s/N$ (разрешающая способность определения частоты с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ), равная абсолютной погрешности

частоты). Алгоритм самосогласованного решения разностных уравнений ДДМ ЛГД приведен в работе [14].

Достоверность результатов теоретического анализа ЛГД основана на решении полных уравнений ДДМ обратносмещенных резких $p-n$ -переходов, полученном модифицированным методом встречных прогонок и подтверждена согласованностью теоретических результатов с известными экспериментально полученными характеристиками ЛПД [14].

2. Режим когерентных колебаний Si ЛГД.

Одним из основных факторов, существенно влияющих на характеристики ЛГД, является входной сигнал.

На рис. 2 представлены характеристики двухчастотного ЛГД на основе резкого Si $p-n$ -перехода в режиме когерентных колебаний [6]. Время жизни неосновных носителей в кремнии n -типа равно $\tau_{3\phi} = 2,5$ мс, концентрация акцепторов $N_a = 1,035 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, доноров – $N_d = 5,19 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, постоянное напряжение обратного смещения $U_0 = U/U_{av} = 1,4$. Входной сигнал имеет частоту $f = 76$ ГГц и безразмерную амплитуду $A_{st} = 0,00125$.

На рис. 2, а приведены колебания мгновенной полезной мощности $P(t) = P_p(t) + P_n(t)$. Период колебаний равен 13,12 пс, амплитуда колебаний изменяется в диапазоне 42,8...55,2 Вт (площадь поперечного сечения $p-n$ -перехода $S = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$).

На рис. 2, б представлен двумерный фазовый портрет системы уравнений ДДМ, полученный методом запаздывания ($m = 2; k = 25$; m – размерность фазового пространства; k – коэффициент запаздывания) [16]. Точка 1 – исходная координата изображающей точки. Как известно [17], геометрическим образом установившихся автоколебаний на фазовой плоскости служит аттрактор – предельный цикл, притягивающий к себе все близкие траектории. Из сравнения рис. 2, а и б следует, что амплитуду колебаний определяет размер предельного цикла, период колебаний – время движения изображающей точки по циклу, а форму колебаний – форму предельного цикла.

На рис. 2, в приведен спектр полезной мощности $P(f)$. Частота дискретизации $f_d = 20$ ТГц, разрешающая способность ДПФ равна $f_{sd} = 140$ МГц, шаг временной сетки $\tau_n = 49$ фс. В n -области частота электронной компоненты мощности равна $f_n = 76,06$ ГГц. В p -области частота дырочной компоненты мощности равна $f_p = 76,08$ ГГц. Разность частот входного сигнала и компонент мощности равна $\Delta f = 20$ МГц, что меньше частоты разрешающей способности ДПФ $f_{sd} = 140$ МГц, поэтому эти частоты неразличимы, а мощности обеих компонент мощности сумми-

руются. На когерентной частоте $f = 76$ ГГц суммарная мощность равна $P(f) = 20,3$ Вт, а электронный КПД $\eta = 5,1$ %.

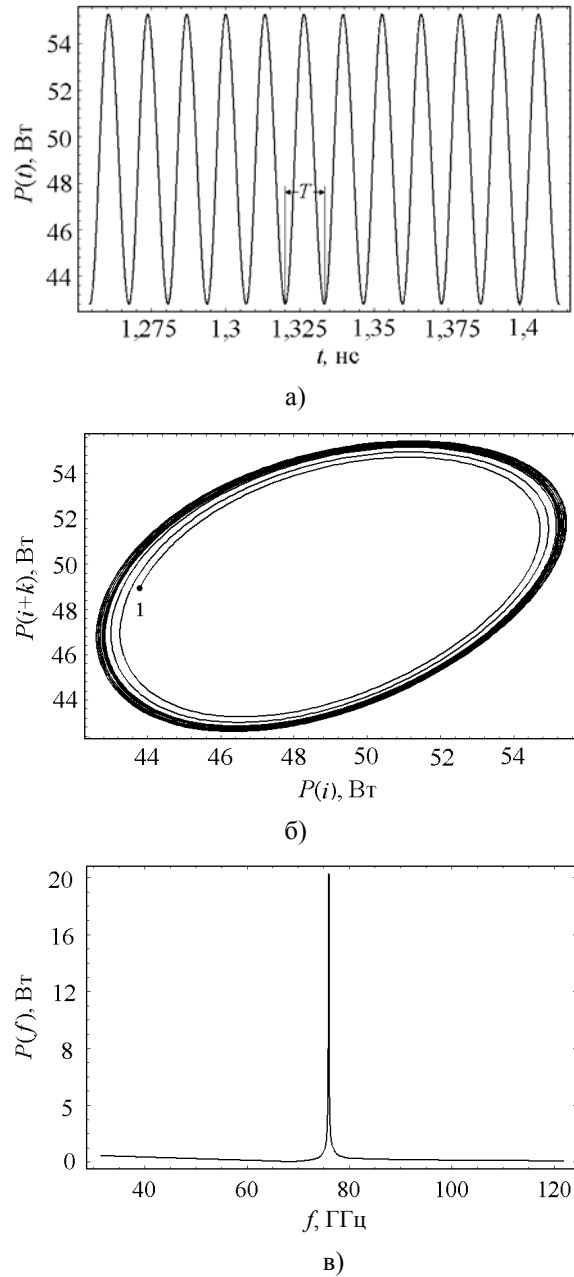


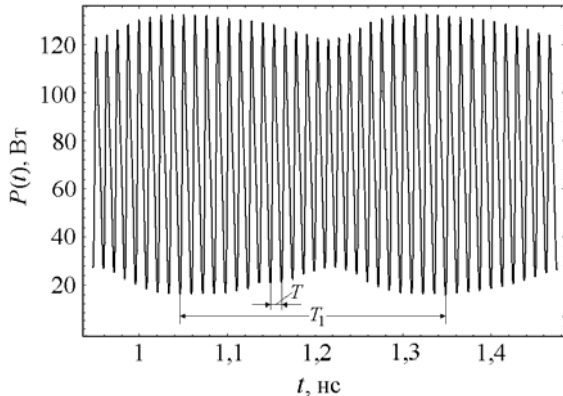
Рис. 2. Временные $P(t)$ (а, б) и спектральные $P(f)$ (в) характеристики Si ЛГД в режиме когерентных колебаний

3. Режим многочастотных колебаний Si ЛГД.

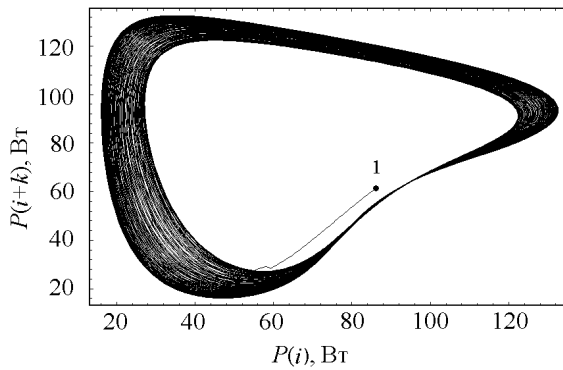
Рассмотрим динамические характеристики при увеличении постоянного напряжения обратного смещения на ЛГД до $U/U_{av} = 1,6$. Частота входного сигнала 76 ГГц, безразмерная амплитуда $A_{st} = 0,00125$. Концентрация акцепторов равна $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, доноров – $N_d = 5,07 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 3, а приведена зависимость мгновенной мощности $P(t)$ от времени на отрезке

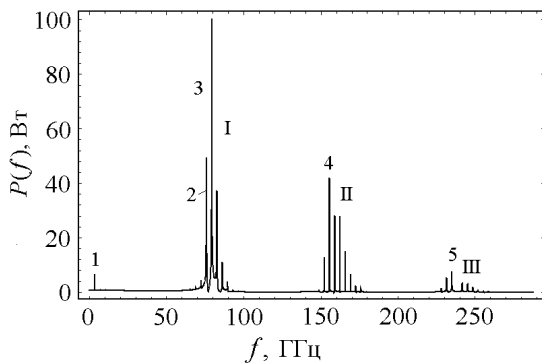
$t = 0,7 \dots 1,48$ нс. Видно, что автоколебания ЛГД являются многочастотными и имеют два периода колебаний. Период собственных многочастотных колебаний резкого Si p - n -перехода равен $T = 12,6$ пс (79,4 ГГц), а период биения равен $T_1 = 298$ пс (3,4 ГГц). Амплитуда собственных колебаний $P(t)$ изменяется в диапазоне 20...132 Вт.



а)



б)



в)

Рис. 3. Временные $P(t)$ (а, б) и спектральные $P(f)$ (в) характеристики Si ЛГД в режиме многочастотных колебаний

На рис. 3, б представлено двумерное фазовое пространство многочастотных колебаний, полученное методом запаздывания за время наблюдения $t = 1,518$ нс ($m = 2$; $k = 50$) [16]. Точ-

ка 1 – начальная координата изображающей точки, движение которой происходит по часовой стрелке. Полученный фазовый портрет является проекцией изображения множества предельных циклов из естественного фазового пространства в реконструированное двумерное пространство. Амплитуды многочастотных колебаний определяют размер предельных циклов, период колебаний – время движения изображающей точки по циклу, а форма колебаний – форму предельного цикла [17].

На рис. 3, в приведен спектр полезной мощности $P(f)$. Частота дискретизации $f_d = 19$ ТГц, разрешающая способность ДПФ $f_{sd} = 131$ МГц, шаг временной сетки $\tau_n = 52,6$ фс. Спектр многочастотного сигнала состоит из спектра входного сигнала (линия 1) и трех полос (I–III) собственных колебаний с несущими частотами (3–5). Частота входного сигнала $f_{in} = 76$ ГГц (спектральная линия 2), полезная мощность равна $P(f) = 49,4$ Вт.

Вследствие взаимодействия входного сигнала с частотой 76 ГГц (спектральная линия 2 полосы частот I) и собственных колебаний ЛГД с основной частотой $f = 79,4$ ГГц (спектральная линия 3 полосы частот I) образуется сигнал с разностной частотой $f = 3,4$ ГГц и амплитудой $P(f) = 6,66$ Вт (спектральная линия 1). Разностный сигнал модулирует мгновенную мощность $P(t)$ (рис. 3, а). Ширина полосы I равна 8 ГГц, интервал между спектральными линиями равен частоте разностного сигнала 3,4 ГГц. На основной частоте $f = 79,4$ ГГц полезная мощность равна $P(f) = 100$ Вт; электронный КПД равен 18,5 %. Ширина полосы II превышает 10 ГГц. На основной гармонике $f = 155,5$ ГГц полосы II мощность равна $P(f) = 42$ Вт (спектральная линия 4), электронный КПД равен 7,7 %.

Таким образом, режим многочастотных колебаний Si ЛГД реализуется при разных частотах входного сигнала и собственных колебаний ЛГД. Многочастотные колебания формируются в полосах (I–III) собственных колебаний ЛГД, интервал между спектральными линиями полос определяется частотой разностного сигнала.

4. Режим широкополосных колебаний Si ЛГД. На рис. 4 представлены характеристики широкополосного ЛГД ($N_a = 5,21 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 2,75 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $U/U_{av} = 1,9$). На вход ЛГД поступает сигнал с безразмерной амплитудой $A_{st} = 0,05$ и частотой $f = 7,29$ МГц. Собственная частота ЛГД равна 58 ГГц.

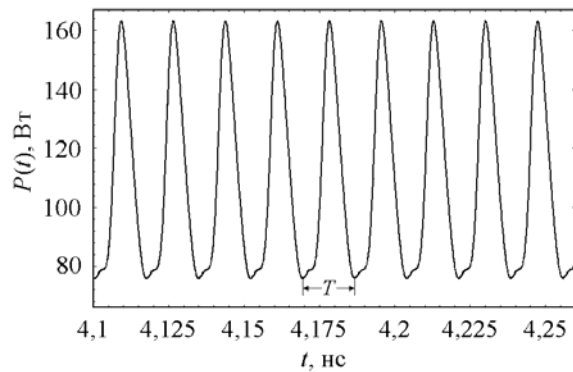
На рис. 4, а приведены когерентные автоколебания мгновенной полезной мощности $P(t)$. Период колебаний равен 17,23 пс. Амплитуда колебаний изменяется в диапазоне 76...164 Вт.

На рис. 4, б приведен аттрактор установившихся колебаний в фазовой плоскости ЛГД.

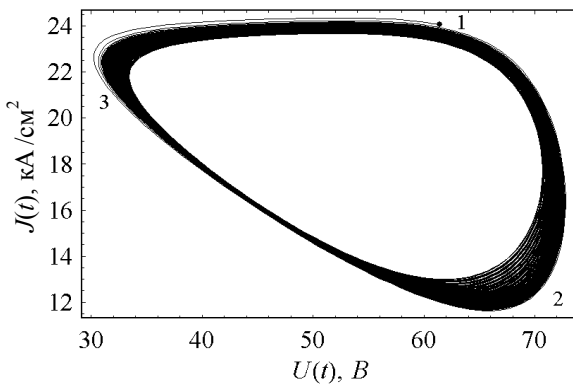
Координата изображающей точки аттрактора определяется падением напряжения

$$U(t) = -\int_{w_p}^{w_n} E(x,t) dx \text{ на обедненной области}$$

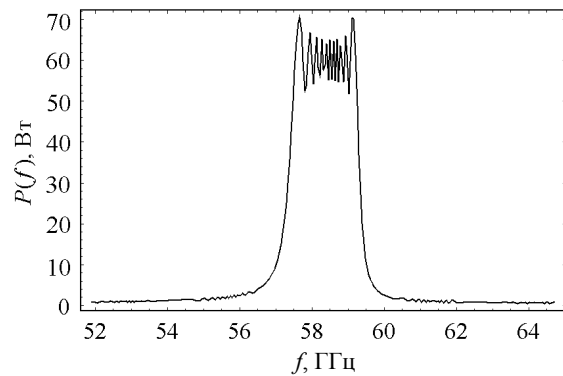
p - n -перехода и плотностью лавинного тока $J(t)$, усредненного по пространственной координате. Точка 1 – стартовая координата изображающей точки, которая движется против часовой стрелки. Видно, что амплитуда $U(t)$ изменяется в диапазоне 32...72 В, а $J(t)$ – в диапазоне 12...24 кА/см². Точками 2 и 3 отмечены участки аттрактора, в которых изменяются сценарии динамических процессов.



а)



б)



в)

Рис. 4. Временные $P(t)$ (а, б) и спектральные $P(f)$ (в) характеристики Si ЛГД в режиме широкополосных колебаний

В окрестности точки 2 падение напряжения $U(t)$ максимально, скорость носителей заряда достаточна для ударной ионизации атомов, поэтому при движении изображающей точки на участке (2–3) синхронно наблюдается уменьшение падения напряжения $U(t)$ и увеличение плотности лавинного тока $J(t)$.

В окрестности точки 3 падение напряжения $U(t)$ минимально, скорость носителей заряда недостаточна для ударной ионизации атомов, поэтому при движении изображающей точки на участке (3–2) синхронно наблюдается увеличение падения напряжения $U(t)$ и уменьшение плотности лавинного тока $J(t)$ вследствие ухода подвижных носителей на контакты p - n -перехода. Следовательно, при движении изображающей точки на участке (3–2) синхронно восстанавливаются исходные значения падения напряжения $U(t)$ и плотности лавинного тока $J(t)$.

Частота электронной и дырочной компонент полезной мощности $P(f)$, определенная с помощью возвратов Пуанкаре на установившихся предельных циклах этих компонент, равна $f_n = 59,35$ ГГц и $f_p = 59,37$ ГГц соответственно.

На рис. 4, в приведен спектр полезной мощности $P(f)$, полученный с помощью ДПФ мгновенной полезной мощности (рис. 4, а). Разрешающая способность ДПФ равна $df = 46,6$ МГц, а частота входного сигнала – $f = 7,29$ МГц. Интервал между спектральными линиями возбуждаемых колебаний ЛГД равен частоте внешнего сигнала. Так как разрешающая способность ДПФ превышает частоту внешнего сигнала $df > f$, то многочастотные колебания имеют сплошной спектр в полосе частот 57...59,5 ГГц (2,5 ГГц). Максимальная полезная мощность ЛГД достигает 70 Вт, электронный КПД – 2,9 %.

Выводы. Таким образом, в работе исследованы основные режимы генерации регулярных колебаний Si ЛГД микроволнового диапазона, приведены энергетические и спектральные характеристики.

Показано, что режим генерации когерентных колебаний наблюдается при условии равенства частоты входного сигнала и частот электронной и дырочной компонент автоколебаний ЛГД. Суммарная мощность на когерентной частоте $f = 76$ ГГц увеличена на 20 % и превышает $P(f) = 20$ Вт. Электронный КПД увеличен на 1 % и достигает $\eta = 5,1$ %.

Установлено, что режим генерации многочастотных колебаний реализуется при различной частоте входного сигнала $f = 76$ ГГц и частот электронной и дырочной компонент мощности ЛГД. Показано, что при напряжении обратного смещения $U/U_{av} = 1,6$ на основной частоте

$f = 79,4$ ГГц полезная мощность ЛГД равна $P(f) = 100$ Вт, электронный КПД $\eta = 18,5$ %.

Определено, что режим генерации широкополосных колебаний обусловлен возбуждением собственных колебаний ЛГД на высших гармониках входного сигнала, частота которого не превышает разрешающую способность ДПФ. При параметрах ЛГД $N_a = 5,21 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_d = 2,75 \cdot 10^{16}$ см⁻³ и $U/U_{av} = 1,9$ колебания имеют сплошной спектр в полосе частот 2,5 ГГц. Максимальная полезная мощность достигает 70 Вт, а электронный КПД – 2,9 %.

Результаты работы являются теоретической основой для создания мощных диодных генераторов микроволнового диапазона с требуемыми характеристиками.

Автор выражает благодарность К. А. Лукину за полезные замечания при обсуждении статьи.

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. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2-х кн. Кн. 1, 2 / С. Зи; пер. с англ. под ред. Р. А. Сурица. – 2-е изд. перераб. и доп. – М.: Мир, 1984. – Кн. 1. – 456 с.; Кн. 2. – 456 с.
3. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах / Дж. Кэрролл; пер. с англ. под ред. Б. Л. Гельмонта. – М.: Мир, 1972. – 384 с.
4. Касаткин Л. В. Полупроводниковые устройства диапазона миллиметровых волн / Л. В. Касаткин, В. Е. Чайка. – Севастополь: Вебер, 2006. – 319 с.
5. Лукин К. А. Шумовая радиолокация миллиметрового диапазона / К. А. Лукин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, спец. вып. – С. 344–358.
6. Лукин К. А. Когерентное сложение мощности в лавинно-генераторных диодах / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2012. – 3(17), № 4 – С. 70–75.
7. 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.
8. 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.
9. Lukin K. A. Self-oscillations in reverse biased $p-n$ -junction with current injection / K. A. Lukin, H. A. Cerdeira, and P. P. Maksymov // Appl. Phys. Lett. – 2003. – 83, N 20. – P. 4643–4645.
10. 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.
11. 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.
12. Лукин К. А. Вольтамперная характеристика и наведенный ток во внешней цепи лавинно-генераторных диодов на основе обратносмещенных резких $p-n$ -переходов / К. А. Лу-

кин, П. П. Максимов // Радиофизика и электрон. – 2015. – 6(20), № 4. – С. 45–53.

13. Лукин К. А. Динамика двухчастотных лавинно-генераторных диодов микроволнового диапазона / К. А. Лукин, П. П. Максимов // Там же. – С. 54–61.
14. 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.
15. Самарский А. А. Разностные методы решения задач газовой динамики / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М.: Наука, 1980. – 352 с.
16. Кузнецов С. П. Динамический хаос / С. П. Кузнецов. – М.: Изд-во физмат. лит-ры, 2000. – 296 с.
17. Рабинович М. И. Автоколебания / М. И. Рабинович // Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. – М.: Сов. энцикл., 1988. – 1. – С. 12–15.

Рукопись поступила 13.01.2016.

P. P. Maksymov

OPERATING MODES OF AVALANCHE-GENERATOR DIODES OF MICROWAVE RANGE

Construction of powerful sources of electromagnetic oscillations of microwave range is an actual task for creating modern semiconductor devices. In this paper the creation of powerful sources of electromagnetic oscillations based on reverse-biased abrupt $p-n$ -junctions of avalanche-generator diodes (AGD) with external signal has been theoretically grounded. Classification of modes of avalanche-generator diodes has been carried out. The choice of oscillations generation mode is determined by the parameters of AGD and input signal. It is shown that coherent, multi-frequency and broadband oscillations are generated in AGD. Power and spectral descriptions of oscillations of AGD are presented. The research results are of interest for the developers of powerful diode generators with the required range, power and spectral characteristics.

Key words: avalanche-generator diodes, regular attractors, useful power, electronic efficiency.

П. П. Максимов

РЕЖИМИ РОБОТИ ЛАВИННО-ГЕНЕРАТОРНИХ ДІОДІВ МІКРОХВИЛЬОВОГО ДІАПАЗОНУ

Побудова потужних джерел електромагнітних коливань мікрохвильового діапазону є актуальним завданням для створення сучасних напівпровідникових пристроїв. У цій роботі теоретично обґрунтовано створення потужних джерел електромагнітних коливань на основі зворотноміщених різких $p-n$ -переходів лавинно-генераторних діодів (ЛГД) із зовнішнім сигналом. Виконано класифікацію режимів ЛГД. Вибір режиму генерації коливань задається параметрами ЛГД і вхідного сигналу. Показано, що в ЛГД генеруються когерентні, багаточастотні і широкосмугові коливання. Наведено енергетичні і спектральні характеристики коливань ЛГД. Результати дослідження представляють інтерес для розробників потужних діодних генераторів з необхідними діапазонними, енергетичними і спектральними характеристиками.

Ключові слова: лавинно-генераторні діоди, регулярні атрактори, корисна потужність, електронний коефіцієнт корисної дії.