

УДК 621.382.029.6

ЕСТЕСТВЕННЫЙ ШУМ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ГЕНЕРАТОРА ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКА С ОДП

В. В. Зайцев, П. В. Тяпухин

Исследуется влияние собственного теплового шума распределенного генератора третьей гармоники, выполненного на основе полупроводника с отрицательной дифференциальной проводимостью, на флуктуации выходного сигнала. Получена и численно решена система уравнений для амплитуд взаимодействующих волн и спектральных плотностей синфазной и квадратурной компонент выходного шума вблизи частоты третьей гармоники. Анализируются особенности пространственной эволюции мощности шума.

Проблема создания интегральных схем СВЧ диапазона вызвала необходимость детального исследования используемых в них распределенных полупроводниковых активных элементов [1]. Перспективными для этого класса приборов являются элементы, основанные на использовании волн пространственного заряда в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). В работе [2] показано, что при соответствующем выборе рабочей точки на падающем участке характеристики скорость — поле в полупроводнике возбуждается и одновременно усиливается в процессе распространения волна третьей гармоники входного сигнала. При этом генерация третьей гармоники сопровождается подавлением амплитудных флуктуаций входного сигнала.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование влияния собственного теплового шума активной области прибора на флуктуации выходного сигнала.

Конструктивно распределенный генератор третьей гармоники может быть выполнен в виде пленки из n -GaAs на изолирующей подложке [3]. Для создания дрейфа электронов формируются истоковый и стоковый контакты, к которым прикладывается постоянное напряжение смещения, определяющее режим работы прибора. Вблизи истокового и стокового контактов располагаются входной и выходной электроды, служащие для ввода и вывода полезного сигнала.

При наличии в объеме полупроводника электрического поля смещения с напряженностью, соответствующей точке перегиба характеристики скорость — поле, переменная составляющая E поля волны пространственного заряда может быть описана уравнением [4]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v(E) \frac{\partial E}{\partial z} = v_0(\alpha_1 E - \alpha_3 E^3) + \frac{1}{\epsilon} J_N. \quad (1)$$

Здесь z — продольная координата, v_0 — дрейфовая скорость электронов в рабочей точке, коэффициенты α_1 и α_3 пропорциональны коэффициентам аппроксимации зависимости скорость — поле $v(E)$ полиномом третьей степени (подробнее см. [2, 4]), ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Плотность шумового тока $J_N(\dot{z}; t)$ имеет спектр мощности вида [5]

$$S_N(\omega; z, z') = (q^2 n_0 D / \pi A) \delta(z - z'), \quad (2)$$

где q , D , n_0 — заряд, коэффициент диффузии и равновесная концентрация электронов, A — площадь поперечного сечения активной области прибора.

Учитывая результаты работы [2], решение уравнения (1) для режима генерации третьей гармоники будем искать в виде

$$E(z, t) = (1/2) [E_1(z, t) + E_{1\parallel}(z, t) + jE_{1\perp}(z, t)] \exp \{j\omega_0(t - z/v_0)\} - \\ - (1/2) [E_3(z, t) + E_{3\parallel}(z, t) + jE_{3\perp}(z, t)] \exp \{j3\omega_0(t - z/v_0)\} + \text{к. с.}$$

Методом усреднения для амплитуд волн сигнала первой и третьей гармоник получим укороченные уравнения:

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial E_1}{\partial t} = \alpha_1 E_1 - \frac{3}{4} \alpha_3 (E_1^3 + 2E_1 E_3^2 - E_1^2 E_3), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E_3}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial E_3}{\partial t} = \alpha_1 E_3 - \frac{3}{4} \alpha_3 (E_3^3 + 2E_1^2 E_3 - \frac{1}{3} E_1^3),$$

а для амплитуд синфазных ($E_{1\parallel}$ и $E_{3\parallel}$) и квадратурных ($E_{1\perp}$, $E_{3\perp}$) составляющих шумовых волн линеаризованные укороченные уравнения:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{1\{\parallel\perp\}} = p_{1\{\parallel\perp\}} E_{1\{\parallel\perp\}} + p_{3\{\parallel\perp\}} E_{3\{\parallel\perp\}} - \frac{1}{\varepsilon v_0} J_{1\{\parallel\perp\}}, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_{3\{\parallel\perp\}} = q_{1\{\parallel\perp\}} E_{1\{\parallel\perp\}} + q_{3\{\parallel\perp\}} E_{3\{\parallel\perp\}} - \frac{1}{\varepsilon v_0} J_{3\{\parallel\perp\}}.$$

Здесь

$$p_{1\{\parallel\perp\}} = \alpha_1 - (3/4) \alpha_3 (2E_1^2 \pm E_1^2 + 1,5 E_3^2 \pm 0,5 E_3^2 \mp 2E_1 E_3),$$

$$p_{3\{\parallel\perp\}} = (3/4) \alpha_3 (2E_1 E_3 \pm 2E_1 E_3 - E_1^2),$$

$$q_{1\{\parallel\perp\}} = p_{3\{\parallel\perp\}}, \quad q_{3\{\parallel\perp\}} = \alpha_1 - (3/4) \alpha_3 (2E_1^2 + 2E_3^2 \pm E_3^2),$$

$J_{1\{\parallel\perp\}}$ и $J_{3\{\parallel\perp\}}$ — амплитуды синфазной и квадратурной составляющих распределенного шумового тока $J_N(z, t)$ в окрестностях частот ω_0 и $3\omega_0$ соответственно. Спектральные плотности мощности функций $J_{k\{\parallel\perp\}}(z, t)$ в окрестностях частот $k\omega_0$ согласно [6] равны (см. (2)):

$$S_{k\{\parallel\perp\}}(\omega; z, z') = 2S_N(k\omega_0; z, z').$$

Как и следовало ожидать, в принятом здесь приближении отсутствия дисперсии в системе волновые уравнения (4) для синфазных и квадратурных компонент шума попарно независимы.

От флуктуационных уравнений (4) в стационарном по времени режиме генерации гармоники можно перейти к уравнениям для пространственной эволюции спектров $S_{k\{\parallel\perp\}}(\omega; z)$ амплитуд шумовых волн:

$$\frac{d}{dz} S_{1\{\parallel\perp\}} = 2p_{1\{\parallel\perp\}} S_{1\{\parallel\perp\}} + 2p_{3\{\parallel\perp\}} S_{13\{\parallel\perp\}} + \frac{2q^2 n_0 D}{\varepsilon^2 v_0^2 \pi A},$$

$$\frac{d}{dz} S_{3\{\parallel\perp\}} = 2q_{1\{\parallel\perp\}} S_{13\{\parallel\perp\}} + 2q_{3\{\parallel\perp\}} S_{3\{\parallel\perp\}} + \frac{2q^2 n_0 D}{\varepsilon^2 v_0^2 \pi A}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} S_{13\{\parallel\perp\}} = (p_{1\{\parallel\perp\}} + q_{3\{\parallel\perp\}}) S_{13\{\parallel\perp\}} + q_{1\{\parallel\perp\}} S_{1\{\parallel\perp\}} + p_{3\{\parallel\perp\}} S_{3\{\parallel\perp\}}.$$

где $S_{1,3} \{ \underline{1} \} (\omega; z)$ означает четную часть совместного спектра амплитуд синфазных и квадратурных составляющих шумовых волн первой и третьей гармоник.

При расчете только собственных шумов на выходе прибора уравнения (5) должны интегрироваться с нулевыми граничными условиями в точке $z=0$.

Так как коэффициенты p_i и q_i в системе линейных дифференциальных уравнений (5) являются функциями амплитуд волн первой и третьей гармоник, зависящих от координаты z , она не может быть проинтегрирована в аналитической форме. Интегрирование проведено численным методом Рунге — Кутты — Фельберга на ЭВМ [7]. При этом для определения коэффициентов p_i и q_i одновременно интегрировалась стационарная во времени система уравнений (3) с граничными условиями $E_1(0) = E_{10}$, $E_3(0) = 0$.

На рис. 1 представлены графики зависимости спектров синфазной (рис. 1а) и квадратурной (рис. 1б) компонент выходного шума на частоте $3\omega_0$ от длины ω рабочей области умножителя для двух значений амплитуды входного сигнала E_{10} . Величина амплитуды нормирована на константу $E_c = 4000$ В/см [2]. Характерная константа нормировки расстояния на графиках $z_0 = \epsilon v_0 E_c / q n_0 v_s$, где v_s — насыщенное значение дрейфовой скорости электронов, равное $0,85 \cdot 10^7$ см/с. Спектральные плотности мощности синфазной и квадратурной компонент шума нормированы на величину $S_0 = 2q^2 n_0 D z_0 / \epsilon^2 v_0^2 \pi A E_c^2$. Для сравнения на рис. 1 штрихпунктиром приведены графики соответствующих спектров на частоте накачки ω_0 .

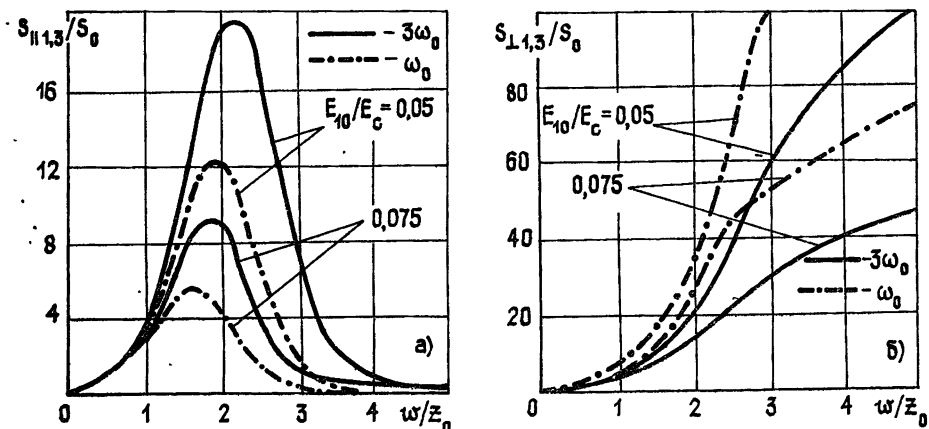


Рис. 1.

Как видно из рис. 1а, мощность амплитудных шумов с увеличением длины ω сначала нарастает и, достигнув некоторого максимального значения (зависящего от амплитуды сигнала на входе), начинает уменьшаться. Немонотонность этих зависимостей объясняется тем, что мощность амплитудного шума на выходе умножителя частоты определяется двумя противоположными факторами. С одной стороны, увеличение длины прибора влечет за собой увеличение мощности распределенного источника шума. С другой — при увеличении длины начинает проявляться эффект ограничения амплитуды нелинейностью умножителя частоты. На малых длинах преобладающей является первая особенность, на больших расстояниях от входа — вторая.

Как видно из рис. 1а, мощность амплитудного шума третьей гармоники превышает по величине мощность шума на основной частоте.

Рис. 1б иллюстрирует зависимость спектральных плотностей мощности квадратурных компонент выходного шума первой и третьей гармоник от длины умножителя частоты. Эффекта ограничения в данном

случае не наблюдается. Рост интенсивности фазоактивного шума связан с увеличением суммарной мощности распределенного шумового источника. В области больших значений ω зависимость $S_{\perp}(\omega)$ приближается к линейной.

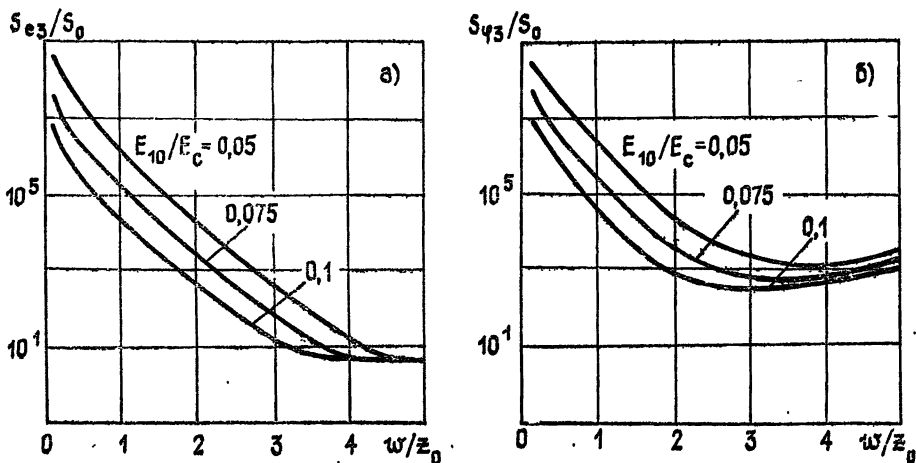


Рис. 2.

Спектральные плотности мощности относительных амплитудных флуктуаций и фазовых флуктуаций третьей гармоники, характеризующие отношение «сигнал/шум» на выходе умножителя частоты, зависят от его длины так, как показано на рис. 2. При этом зависимость мощности относительных амплитудных флуктуаций (рис. 2а) является монотонно убывающей, а зависимость мощности фазовых флуктуаций (рис. 2б) не монотонна. Длина умножителя, при которой мощность фазовых флуктуаций сигнала на его выходе минимальна, определяется уровнем входного сигнала. Однако, как видно из рис. 2б, скорость изменения функции $S_{\varphi 3}(\omega)$ в окрестности минимума невелика, поэтому стремление точно выдержать оптимальное значение длины умножителя частоты не даст практически ощутимого выигрыша в уровне фазовых флуктуаций на выходе прибора.

Численные оценки мощности амплитудных и фазовых шумов на выходе умножителя частоты можно провести, используя конкретные параметры прибора. В частности, для прибора с параметрами $A=4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, $n_0=10^{13} \text{ см}^{-3}$, $D=600 \text{ см}^2/\text{с}$, $v_0=2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ характерная длина, на которую нормировано расстояние на графиках, будет равна $z_0=6,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, а значение параметра S_0 составит $2,03 \cdot 10^{-16} \text{ Гц}^{-1}$. Таким образом, при амплитуде входного сигнала $E_{10}=0,05 E_c$ и длине прибора $\omega \approx 2z_0$ отношение «сигнал/шум» для амплитудных шумов третьей гармоники будет равно 119 дБ. Улучшить это отношение (примерно до 148 дБ) можно, увеличивая либо длину активной области прибора, либо амплитуду E_{10} на входе умножителя частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любченко В. Е., Макеева Г. С., Нефедов Е. И. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 9, с. 1665.
2. Зайцев В. В., Тягучин П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 9, с. 1075
3. Deap R. H., Dreeben A. V., Kaminski J. E., Triano A. — Electron. Lett., 1970, 6, p. 775.
4. Зайцев В. В., Тягучин П. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 9, с. 1164.
5. Ганцевич С. В., Гуревич В. Л., Катилус Р. — ЖЭТФ, 1969, 57, вып. 2, с. 563;

6. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. — М.: Наука, 1968.
7. Форсайт Дж., Малькольм М., Моудер К. Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980.

Куйбышевский государственный
университет

Поступила в редакцию
27 мая 1985 г.

NATURAL NOISE IN THE DISTRIBUTED THIRD HARMONIC GENERATOR BASED ON A SEMICONDUCTOR WITH THE NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY

V. V. Zaitsev, P. V. Tjapukhin

The influence is discussed of the intrinsic thermal noise of the distributed third harmonic generator, made on the basis of a semiconductor with the negative differential conductivity, on output signal fluctuations. The system of equations for amplitudes of interacting waves and spectral intensities of the output noise components near the third harmonic frequency is obtained and numerically solved. Peculiarities of the space evolution of the noise power are analysed.

Астрономический журнал, т. 63, вып. 5, 1986 г.

Барабанов А. П., Иванов В. П., Станкевич К. С., Столяров С. П. Периодические изменения радиоизлучения и эволюция спектра остатка сверхновой Кассиопея А.

Приведены результаты абсолютных измерений потоков и спектров остатка сверхновой Кассиопея А в течение 1971—1985 гг., выполненных методом «искусственной Луны». Дан анализ предельной точности абсолютных измерений. Получены новые данные об уменьшении спектрального индекса и частотной зависимости скорости падения потока и их временных вариациях. Обсуждаются вопросы эволюции радиоизлучения источника.

Курт В. Г., Бургин М. С., Голынская И. М., Гурин Л. С., Дьячков А. В., Зенченко В. М., Копасва И. Ф., Мизякина Т. А., Рубановская В. И., Савельева Н. А., Склянкин В. А., Смирнов А. С., Шамолин В. М., Шафер Е. Ю., Шеффер Е. К. Наблюдения рентгеновского излучения крабовидной туманности и пульсара NP 0532 на автоматической станции «Астрон».

Приводятся результаты наблюдений рентгеновского излучения источника Тау X-1 с борта автоматической станции «Астрон» в 1983 и 1984 гг. Спектр излучения описывается степенным законом с показателем фотонного спектра $-2,12 \pm 0,02$. Вклад пульсара в общее излучение источника Тау X-1 составляет $8,4 \pm 0,8\%$ в диапазоне от 2 до 25 кэВ. Приводятся значения измеренного периода и первой производной периода пульсара NP 0532.

Чугай Н. Н. Возможная двойственность пекулярных сверхновых I типа: является ли спутник красным сверхгигантом?

Предлагается наблюдательный тест для проверки гипотезы взрыва пекулярных сверхновых I типа в двойных системах в паре с красным сверхгигантом. Взаимодействие оболочки сверхновой со сверхгигантом ведет к выбросу $(0,3-1) M_{\odot}$ вещества из его оболочки, которое расширяется со скоростями $\lesssim 1000$ км/с. Сброшенное вещество сверхгиганта (или выброс) оказывается внутри оболочки сверхновой, занимая центральную зону $\lesssim 20\%$ по радиусу. На поздней стадии $\sim 300^d$ светимость выброса в случае достаточно тесных систем может быть порядка или больше светимости сверхновой. Спектр выброса на этой фазе формируется в основном непрерывным излучением водорода, который должен быть оптически толстым в пашеновском континууме. На фоне непрерывного водородного спектра должна присутствовать узкая эмиссия H_{α} с шириной $\lesssim 1000$ км/с и со светимостью существенно более низкой по сравнению со светимостью в континууме.