

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621.391.822:537.533.2

**КУМУЛЯНТНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА ПОЛЕВОЙ
ЭМИССИИ ИЗ УГОЛЬНЫХ ЭМИТТЕРОВ**

Р. З. Бахтизин, С. С. Гоц, Р. Ф. Зарипов

Исследования функций распределения позволяют в наиболее полной мере описать статистические свойства флуктуационных процессов в физических системах [1]. При этом в соответствии с выводами центральной предельной теоремы [2] обычно ограничиваются исследованием моментных функций первых двух порядков [3], полагая, что условия центральной предельной теоремы выполняются и функция распределения флуктуаций подчиняется нормальному закону.

Вместе с тем для выяснения природы шума $1/f$ необходимо знать, является ли он гауссовым случайным процессом. В последние годы реализованы полупроводниковые устройства суомикронных размеров с малым числом N носителей тока [4], вакуумные интегральные схемы с полевыми эмиттерами [5], и при этом возникли причины, по которым условия центральной предельной теоремы могут не выполняться, а функция распределения не будет подчиняться гауссову закону распределения. В обычных активных элементах (диодах, транзисторах) N относительно велико ($N \geq 10^4$), что предопределяет достаточно точное выполнение центральной предельной теоремы, по крайней мере для систем со слабым взаимодействием электронов проводимости. Неудивительно, что исследование функций распределения флуктуационных процессов в таких системах приводит к получению зависимости гауссова вида. Нельзя, однако, согласиться с обобщением полученных результатов на свойства функции распределения флуктуаций (в частности, со спектром вида $1/f$) в любых физических системах [6].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию статистических характеристик и вида функции распределения фликерных флуктуаций тока полевой эмиссии из угольных эмиттеров. Особенностью объекта исследований следует считать малый размер активной его части (эмиттирующей площади), эффективное значение которой возросло с увеличением тока эмиссии в пределах до 1 мкА. Зависимость спектральной плотности флуктуаций от частоты для таких эмиттеров имеет вид $1/f$ в достаточно широком интервале изменения тока эмиссии [7]. Процедура подготовки образцов и описание экспериментального прибора приведены в [8]. Для решения вопроса о гауссовости или негауссовости функции распределения исследуемого шума $1/f$ измерялись значения кумулянтов первых четырех порядков [9]. Исследования проводились с помощью информационно-измерительного комплекса, созданного на базе микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» [10], путем ввода в ОЗУ ЭВМ и последующей обработки по специальной программе реализаций случайного процесса объемом $M = 10^4$ выборки. Программа измерений предусматривала возможность работы и в реальном масштабе времени с частотой выборок до 200 в секунду.

Представим выражение состоятельных оценок для центрированных моментов n -го порядка μ_n в следующем виде [11]:

$$\mu_n = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M [i(m \cdot \Delta t) - J]^n, \quad n = 2, 3, 4, \dots, \quad (1)$$

где $i(m \cdot \Delta t)$ — m -я по счету дискретная выборка мгновенного значения тока эмиссии $i(t)$, введенная в ОЗУ ЭВМ, а J — среднее значение эмиссионного тока; $\sigma^2 = \mu_2$ — центральный момент второго порядка или дисперсия; M — объем выборок, использованный для расчета оценки (1). Тогда несмещенная состоятельная оценка для дисперсии будет иметь вид [11]

$$\sigma_H^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M [i(m \cdot \Delta t) - J]^2. \quad (2)$$

Оценка (2) для σ_H^2 совпадает с оценкой σ^2 из (1) для $M \rightarrow \infty$. Учитывая, что $M = 10^4$, можно считать, что $\sigma_H^2 = \sigma^2$ с точностью, укладывающейся в пределы погрешности АЦП (0,2—0,4%).

Несмещенные состоятельные оценки соответственно для центральных моментов третьего (μ_{3H}) и четвертого (μ_{4H}) порядков будут иметь вид

$$\mu_{3H} = \frac{M}{(M-1)(M-2)} \sum_{m=1}^M [i(m \cdot \Delta t) - J]^3; \quad (3)$$

$$\mu_{4H} = \frac{M(M^2 - 2M + 3)\mu_4 - 3M(2M - 3)\sigma^2}{(M-1)(M-2)(M-3)}. \quad (4)$$

При $M \rightarrow \infty$ оценки для μ_{3H} , μ_{4H} из (3) и (4) соответственно совпадают с оценками для μ_3 и μ_4 из (1). Выбранное нами в эксперименте значение $M=10^4$ позволяет получить указанное выше соответствие в пределах погрешности использованного АЦП.

Обозначим через k_n кумулянт n -го порядка, тогда алгоритм вычисления безразмерного нормированного значения кумулянтов третьего κ_3 и четвертого κ_4 порядков можно представить в виде [1,3,9]

$$\kappa_3 = k_3/\sigma^3 = \mu_3/\sigma^3; \quad (5)$$

$$\kappa_4 = k_4/\sigma^4 = (\mu_4 - 3\mu_2^2)/\sigma^4. \quad (6)$$

Экспериментально измеренные нормированные значения кумулянтов κ_3 , κ_4 , а также эффективные значения числа центров эмиссии (ЦЭ) $N_{эфф}$ при различных уровнях среднего эмиссионного тока J с указанием статистической погрешности оценок представлены в табл. 1. Расчет числа $N_{эфф}$ проводился с помощью соотношения (9), полученного в [12] в предположении о статистической независимости ЦЭ. Зависимости значений κ_3 и κ_4 от величины $N_{эфф}$ приведены на рис. 1.

Таблица 1

J, A	$N_{эфф}$	κ_3	κ_4
$1,0 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^3$	$2,55 \pm 1,1$	$27,4 \pm 5,3$
$1,0 \cdot 10^{-6}$	$4,1 \cdot 10^4$	$4,86 \cdot 10^{-1} \pm 1,07 \cdot 10^{-1}$	$8,75 \pm 1,77$
$5,7 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^4$	$1,26 \cdot 10^{-1} \pm 0,65 \cdot 10^{-1}$	$6,12 \pm 2,2$
$20,5 \cdot 10^{-6}$	$8,3 \cdot 10^4$	$3,92 \cdot 10^{-2} \pm 1,2 \cdot 10^{-2}$	$-1,27 \cdot 10^{-1} \pm 2 \cdot 10^{-2}$

Полученные результаты отчетливо демонстрируют увеличение числа ЦЭ с ростом уровня токоотбора, что обусловлено сравнительно высоким объемным сопротивлением образца, приводящим при больших значениях токов эмиссии (и соответственно напряженностях электрического поля) к частичному проникновению поля в объем эмиттера [13] и уменьшению кривизны эквипотенциальных поверхностей на межфазовой границе поверхности эмиттера—вакуум. Это обстоятельство эквивалентно увеличению эффективного радиуса острейшего эмиттера, т. е. увеличению его эмиттирующей площади, а значит, и общего числа геометрических микро неоднородностей (микровыступов) [14, 15]. Для угольного эмиттера каждый ЦЭ естественно связать с таким участком межфазовой границы, на котором реализуется локальное усиление электрического поля, что позволяет легко объяснить односторонность в изменении J и $N_{эфф}$.

Возможность измерения кумулянтов в системе с изменяемым по желанию экспериментатора числом подсистем (т. е. ЦЭ) в статистическом ансамбле позволило исследовать важные статистические свойства низкочастотных (≤ 100 Гц) флуктуаций тока полевой эмиссии. На рис. 1 видно монотонное уменьшение значений κ_3 и κ_4 с увеличением $N_{эфф}$, т. е. с приближением вида функции распределения фликерных флуктуаций к гауссову виду [3]. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с выводами центральной предельной теоремы, так как ее условия выполняются тем лучше, чем большим оказывается число статистически независимых ЦЭ.

Таким образом, показано что исследования моментных функций первых двух порядков недостаточно для полного описания статистических характеристик фликер-шума

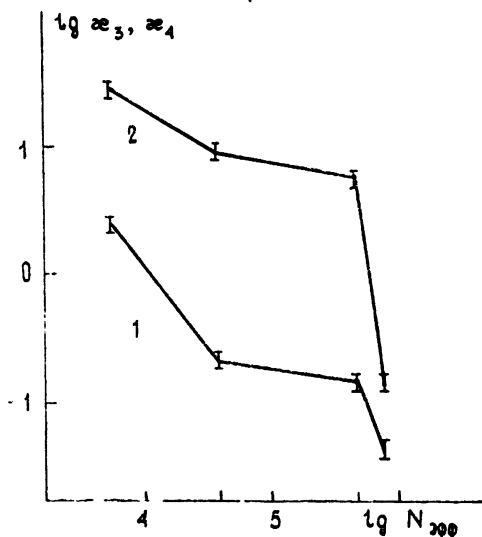


Рис. 1. Зависимость нормированных значений кумулянтов третьего κ_3 (кривая 1) и четвертого κ_4 (кривая 2) порядков от числа $N_{эфф}$ центров эмиссии.

в физических системах субмикронных размеров. Исследования моментных функций третьего и четвертого порядков несут дополнительную информацию (при том же самом спектре флуктуаций) о статистических характеристиках изучаемых систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. — М.: Наука, 1976.
2. Карлин С. Основы теории случайных процессов. — М.: Мир, 1971.
3. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.
4. Kalls K. S., Skocpol W. J., Jackel L. D. et. al. — Phys. Rev. Lett., 1984, 52, p. 228.
5. Leorold G. — Electronics, 1985, 58, № 50, p. 26.
6. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986.
7. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Зарипов Р. Ф., Фаизов Р. Р. Авторское свидетельство № 1157642. — Бюл. изобрет., 1985, № 19, с. 212.
8. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Зарипов Р. Ф. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по накаливаемым катодам. — Томск, 1985, с. 79.
9. Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовских процессов и их преобразований. — М.: Сов. радио, 1978.
10. Бахтизин Р. З., Гоц С. С. — ПТЭ, 1985, № 3, с. 216.
11. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Пер. с англ. — М.: Наука, 1984.
12. Бахтизин Р. З., Гоц С. С., Ильясов Р. Г. — Поверхность, 1984, № 4, с. 54.
13. Latham R V., Wilson D. A. — Journ. Phys. D: Appl. Phys., 1983, 16, p. 455.
14. Yamamoto Sh., Hosoki S., Fukuhara S., Futamoto M. — Surf. Sci., 1979, 86, p. 734.
15. Бондаренко Б. В., Макуха В. И., Шешин Е. П. — Электронная техника. Сер. электроника СВЧ, 1984, № 10, с. 44.

Башкирский государственный университет

Поступила в редакцию 14 августа 1986 г.

УДК 621.373.826

ОЦЕНКА УСЛОВИЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

В. Ю. Петрунькин, А. В. Селищев, А. С. Щербаков

В настоящее время большое внимание уделяется вопросам исследования солитонного режима передачи оптических импульсов по волоконным световодам. В [1] такой режим рассмотрен в рамках одномерной модели без учета поперечного распределения поля в световоде. Целью данной работы является теоретическое рассмотрение одной из возможных моделей процесса распространения оптических импульсов в одномодовом волоконном световоде с учетом поперечных размеров его сердцевины. Полученные аналитические соотношения представляют собой условия существования оптических солитонов в одномодовом световоде.

Уравнение, описывающее процесс распространения оптического импульса в волоконном световоде, обладающем цилиндрической симметрией, может быть получено из уравнений Максвелла с учетом нелинейности показателя преломления материала волокна $n = n_1 + n_2 |E|^2$ (где n_1 — линейный показатель преломления, n_2 — показатель Керра) это уравнение имеет вид [2]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2iq \frac{\partial A}{\partial z} + 2ik' k' \frac{\partial A}{\partial t} - (q^2 - k^2) A - (k'^2 + kk'') \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -2 \frac{n_2}{n_1} k^2 A |A|^2. \quad (1)$$

Здесь A — медленно меняющаяся по z и t амплитуда электрического поля, r — поперечная координата, k — волновое число, для которого имеют место соотношения

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad k' = \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{n}{c} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \right), \quad k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda}{2\pi c^2} \left(\lambda^2 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right), \quad (2)$$

где λ — длина волны, c — скорость света в вакууме.

Будем искать решение уравнения (1) в классе вещественных функций, а фазовые характеристики определять постоянной распространения q . Это позволяет разде-