ОБОСНОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ 1/f-ШУМА В ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМАХ ПРИБОРОВ

В. Ю. Холкин
Северо-Западный государственный заочный технический университет, кафедра «Технологии и дизайна радиоэлектронной техники»
e-mail: vkholkin@mail.ru

Внутренние шумы высокочувствительной измерительной аппаратуры являются крайне не желательным явлением. Борьба с ними ведется на всех уровнях от проектирования до отработки технологии изготовления электронных схем. Большинство механизмов возникновения шумов известны и приемы подавления их уровня отработаны достаточно хорошо. Кроме одного загадочного шума, описываемого в литературе как 1/f-шум. Загадочность данного явления заключается в следующем: 1) это явление имеет крайне широкое распространение в природе от шумов в полупроводниковых приборах, до употребления таблеток; 2) в формуле $1/f^y$ степень y имеет пределы от 0,8 до 1,2, что само по себе необычно для описания физических явлений; 3) природа возникновения данного шума до сих пор достоверно не установлена.

Отсутствие достоверной модели возникновения данного шума не позволяет эффективно бороться с вышеупомянутым явлением.

Предлагаемая в статье [1] барьерная модель возникновения 1/f-шума хорошо согласуется с экспериментальными данными [2] и объясняет возникновение 1/f-участков наличием потенциальных барьеров. Но, это явно не единственная модель. Т.к. она объясняет только одно из проявлений 1/f-шума, а именно возникновение 1/f-участков и почему у ряда исследователей [3] предел степени y справа стремился к 1.

Должна существовать как минимум еще одна модель. Т.к. во-первых, в *классическом* 1/f-шуме пределы степени y от 0,8 до 1,2 [4,5], а во-вторых, в *классическом* 1/f-шуме, нет обособленных 1/f-участков и при y=0,8 и при y=1,2 кривая имеет *классический* $1/f^y$ вид.

Одним из возможных механизмов генерации 1/f-шума может быть пуассоновский процесс.

Рассмотрим пуассоновский процесс – частный случай счетного процесса, т.е. целочисленного процесса с единичными приращениями.

Процесс этого типа можно описать случайной последовательностью точек $\{t_k\}$ вдоль временной оси

$$\mathrm{N(t)} = \sum w(\mathrm{t} - \mathrm{t_k}); \quad 0 \le t_1 \le t_2 \le \mathbf{K} \ , \qquad (1)$$

где $w(\mathrm{t})$ - единичная функция включения $w(\mathrm{t}) = \frac{1}{2}(1 + sign t)$. Таким образом, случайное значение N(t) эквивалентно числу точек включения между 0 и t. Процесс может быть охарактеризован вероятностью события $[\mathrm{N(t)} = \mathrm{n}]$ для каждого $t \ge 0$ и n=0, 1, 2, …

Формула спектральной плотности выше указанного процесса [6]

$$\mathrm{K}_{xx}(f)=\frac{2lP(1-P)}{(2pf)^2+l^2}+P^2d(f), \tag{2}$$

где $P^2d(f)$ постоянная составляющая при f=0;

P – вероятность появления события (включений или появления импульса) в единичный интервал времени;

d(f) – дельта функция.

Величины, входящие в выражение (2) можно трактовать следующим образом. P – вероятность появления 1 соответствует коэффициенту заполнения процесса, то есть отношению средней длительности импульса к среднему периоду процесса. Величина λ характеризует среднюю частоту (интенсивность) процесса, а f – текущую частоту. Выражение (2) справедливо для относительного значения амплитуды импульсов, равного 1. Чтобы получить спектральную плотность средней мощности в обычной размерности $В^2$/Гц, нужно умножить выражение (2) на квадрат средней амплитуды импульсов $\overline{U}^2$.

Выражение (2) является обобщением выражения c/f^y на весь диапазон частот. При достаточно большой частоте (интенсивности) процесса λ, изменение текущей частоты в области низких частот мало влияет на значение спектральной плотности и ход кривой совершенно отличается от выражения 1/f. Остается только выяснить, каково это соответствие для сверхнизких частот, для которых используется выражение c/f^y. При малой частоте (интенсивности) процесса $\lambda<<f$ для сверхнизких частот, спектральная плотность начинает вести себя как c/f^y. Так уже при λ=0,03 получается достаточно хорошее соответствие спектральной плотности и кривой c/f^y при показателе степени y=0,8 (рис. 2).

Для определения предела слева значения степени *y* в эмпирической формуле c/f^y , попробуем решить задачу подобную той, которую решают экспериментаторы, и подберем график c/f^y к полученным результатам. Только вместо полученных эмпирическим путем данных будем использовать данные, которые были рассчитаны по приведенной выше методике. Расчеты будем вести при P=0.5. При заданном значении частоты (интенсивности) процесса λ, найдем степень *y* соответствующую оптимальному совпадению графика c/f^y с графиком рассчитанным по формуле (2). В данном случае график рис.1 по формуле (2) определен значением λ=0,03, y=0,8 и c=0,06.

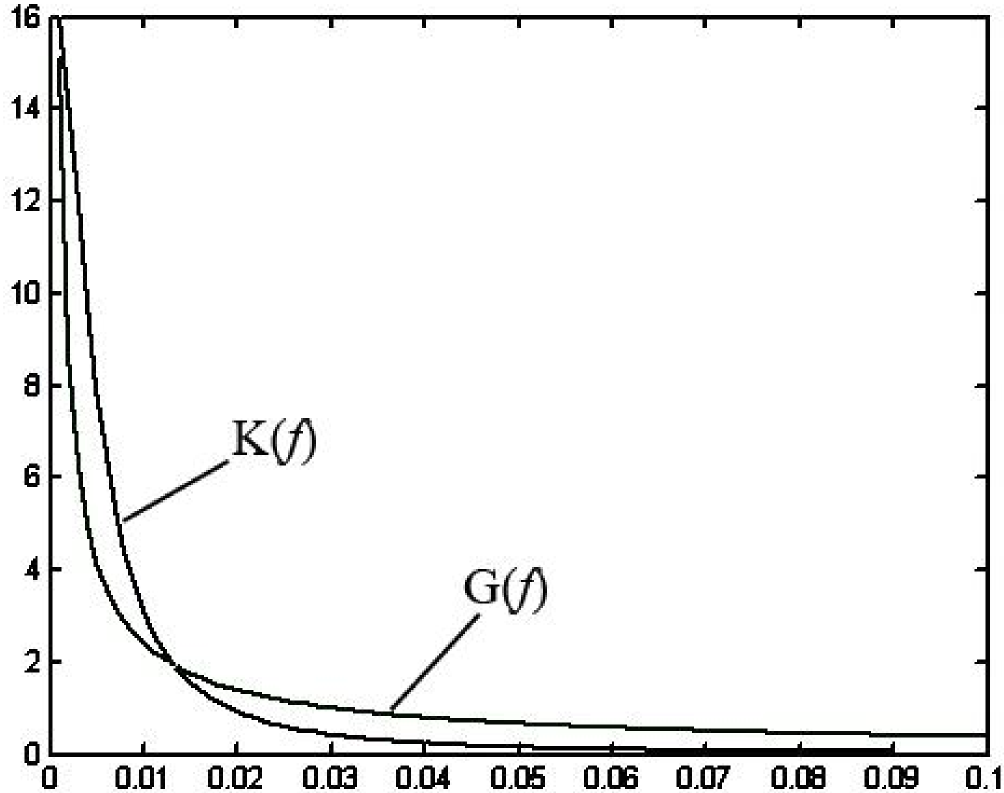

Рис.1 Совмещение графиков спектральной плотности по формуле (10) при P=0,5; λ=0.03 и c/f^y при y=0,8 и c=0.06 ($G = \dfrac{0.06}{f^{0.8}}$).

Как видно из рис.1 совмещение графиков достаточно хорошее, чтобы признать утверждение об идентичности графиков. Если же график c/f^y «оторвать» от осей и передвигать как кривую, а именно так чаще всего и делают исследователи, подбирая график 1/f к экспериментальным кривым, то совпадение графиков будет очень хорошим.

Как видно из рис.1, предел слева степени y в эмпирической формуле c/f^y равен 0,8. При частоте (интенсивности) процесса λ>0,03, даже при показателе степени y<0.8 уже не достичь достаточно хорошей аппроксимации.

Максимальное значение спектральной плотности $K_{xx}(f)$ при $f \to 0$ соответствует выражению $\bar{U}^2 \dfrac{2P(1-P)}{l}$. Так при P=0,5, λ=0,03 и U=1В $K_{xx}(0) = \dfrac{0{,}5U^2}{l} = 16{,}7$ В^2/Гц. В отличие от этого, значение выражения c/f^y всегда стремится к ∞ при $f \to 0$. Стремление энергетического спектра к ∞ при $\lambda \to 0$ объясняется тем, что при очень малой частоте (интенсивности) процесса, период $T=2\pi/\lambda$, а соответственно и длительность импульса $\tau_и$, равная половине периода (при P=0,5), стремится к бесконечности. При этом энергия сигнала, равная $U^2\tau_и$ также стремится к бесконечности. При малой частоте (интенсивности) процесса и $\tau_и \to 0$, $P \to 0$ и низкочастотная составляющая энергетического спектра становится малой величиной.

Вывод: 1) В случае аппроксимации 1/f-шума пуассоновским процессом предел слева в эмпирической формуле c/f^y действительно существует. 2) Согласно представленной модели предел степени *y* равен 0,8, что соответствует экспериментальным данным. 3) Данный предел равный 0,8 определен математикой процесса, формула (2).

При определении предела степени *y* справа, при P=0,5 и λ=0,01 и меньше вид (кривизна) графика не меняется, меняется только размерность графика при этом *y*=1,2.

При дальнейшем уменьшении частоты (интенсивности) процесса
(λ=0,005 и меньше) показатель степени y увеличивается вплоть до величины y=1,5, и далее не меняется рис.2.

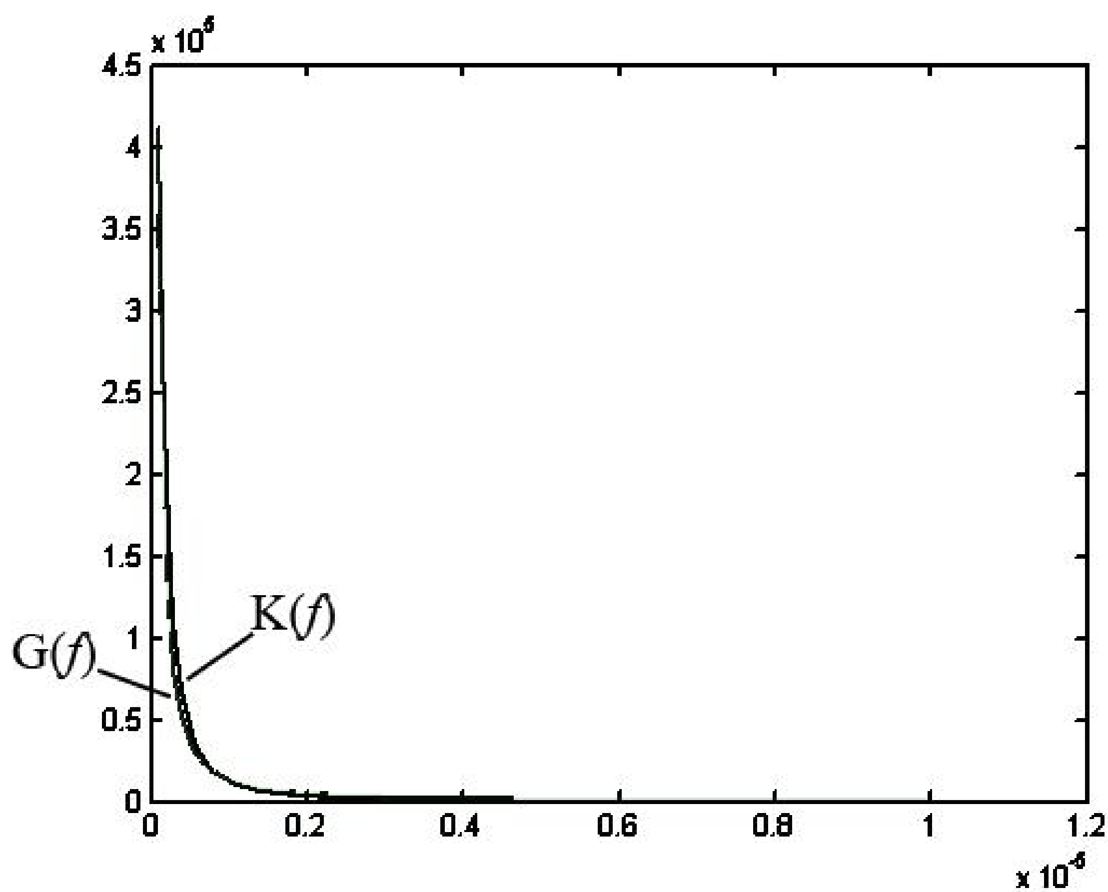

Рис.2 Совмещение графиков спектральной плотности по формуле (10) P=0.5; λ=0.000001; c=0.000013; y=1.5

Как видно из рис.2 совмещение достаточно хорошее, чтобы считать утверждение о совпадение графиков обоснованным.

Вывод: 1) В случае апроксимации 1/f-шума пуассоновским процессом предел справа в эмпирической формуле c/f^y действительно существует, что соответствует экспериментальным данным. 2) Согласно представленной модели предел степени *y* равен 1,5, он несколько больше общепринятого предела 1,2, но в целом не противоречит экспериментальным данным. 3) Данный предел равный 1,5 определен математикой процесса, формула (2).

Выводы

Констатируя выше приведенные выкладки можно уверенно заявить, что явление, именуемое как 1/f-шум, по крайней мере, в ряде случаев, может быть результатом пуассоновского процесса. Подобранная экспериментаторами аппроксимирующая эмпирическая формула c/f^y искусственна. При сверхнизких частотах формула c/f^y может достаточно точно описывать эти процессы, но в связи с *искусственностью* эмпирической формулы c/f^y ее применение ограничено, откуда и появились пределы степени *y*.

Так как формула (2) не привязана к конкретной физической среде и конкретным физическим объектам, то соответственно шум, генерируемый по данной модели, будет проявляться в любых средах, с любыми объектами, где будут создаваться соответствующие условия. Этим и объясняется повсеместное проявление 1/f-шума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Холкин В.Ю. Модель Барьерного механизма возникновения 1/f-шума в полупроводниковых устройствах.//Изв. вузов.Приборостроение.2008.Т.51, №1.
2. F. J. Beutler, O. A. Z. Leneman (1968) , The spectral analysis of impulse processes, Information and Control, 12, 236-258.
3. Кешнер М.С. Шум типа 1/f // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.10993, 10.02.2004.
4. Bell D.A. – J. Phys. Ser. C, 1980, v. 13, p. 4425.
5. Hooge F. N. et al. Rept. Progr. Phys., 1981, v. 44, p. 479.
6. Л. Френкс Теория сигналов: Пер. с англ./Под ред. Д.Е. Вакман - М.: Советское радио, 1974.