

Е. Я. ПУМПЕР

## О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 2 IV 1947)

Ранее был описан метод исследования электрических флуктуационных процессов, позволяющий делать на основании наблюдения некоторые выводы, касающиеся закона распределения вероятности флуктуаций <sup>(1)</sup>. Этот метод позволяет установить, следуют ли флуктуации закону распределения Гаусса. Из обычного в теории электрических флуктуаций предположения, что значения эдс флуктуаций статистически независимы для разных моментов времени, иными словами, эдс есть результат действия частых и коротких (по отношению к времени релаксации индикатора) импульсов, закон распределения для тока и напряжения получается гауссовский <sup>(2)</sup>. Поэтому отклонения от этого закона, полученные экспериментально в линейной системе, дают основание предполагать, что наряду с основным процессом этого рода существует дополнительный процесс, дающий редкие толчки эдс.

В работе <sup>(1)</sup> был дан пример отступления распределения от гауссовского для шрот-эффекта. Исследования на более высокой частоте 15 кгц показали еще большее отступление как для шрот-эффекта, так и для теплового эффекта в графитовых сопротивлениях типа ТО и в проволочных. Многочисленные контрольные опыты, проведенные при разных условиях, подтвердили этот результат (рис. 1). Кривые на этом чертеже построены таким же образом, как и в работе <sup>(1)</sup>.

Разброс отдельных результатов измерений примерно в три раза меньше, чем их отклонения от теоретического распределения, и лежит в пределах погрешности методики.

Физически такое расхождение теории с опытом может быть истолковано наличием дополнительного редкого процесса, средний квадрат которого не менее 12% от основного. Возможно, что эта величина и больше, так как при малых вероятностях кривые могут еще больше расходиться с теоретическими.

Такие результаты находятся в противоречии с общепринятыми взглядами, что формула Найквиста, справедливая для равновесных тепловых флюктуаций, оправдывается на опыте при измерении флуктуаций в сопротивлениях. Согласно литературным данным, количественная опытная проверка производилась только на частотах ниже 10 кгц <sup>(3 5)</sup>. Чтобы внести ясность в вопрос, мы провели абсолютные измерения средних квадратов теплового эффекта при более высоких частотах.

По Johnson'у (3, средний квадрат флуктуаций на выходе усилителя

$$\overline{v_o^2} = 4kTR \int_0^{\infty} \frac{1}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \mu^2(f) df \cong \frac{4kTR}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \int_0^{\infty} \mu^2(f) df,$$

где  $\mu(f) = \frac{v_{o2}(f)}{v_{og}}$  — коэффициент усиления усилителя, а  $k$  — постоянная Больцмана.

Множитель  $\frac{1}{1 + \omega^2 C^2 R^2}$  можно вынести из под знака интеграла только

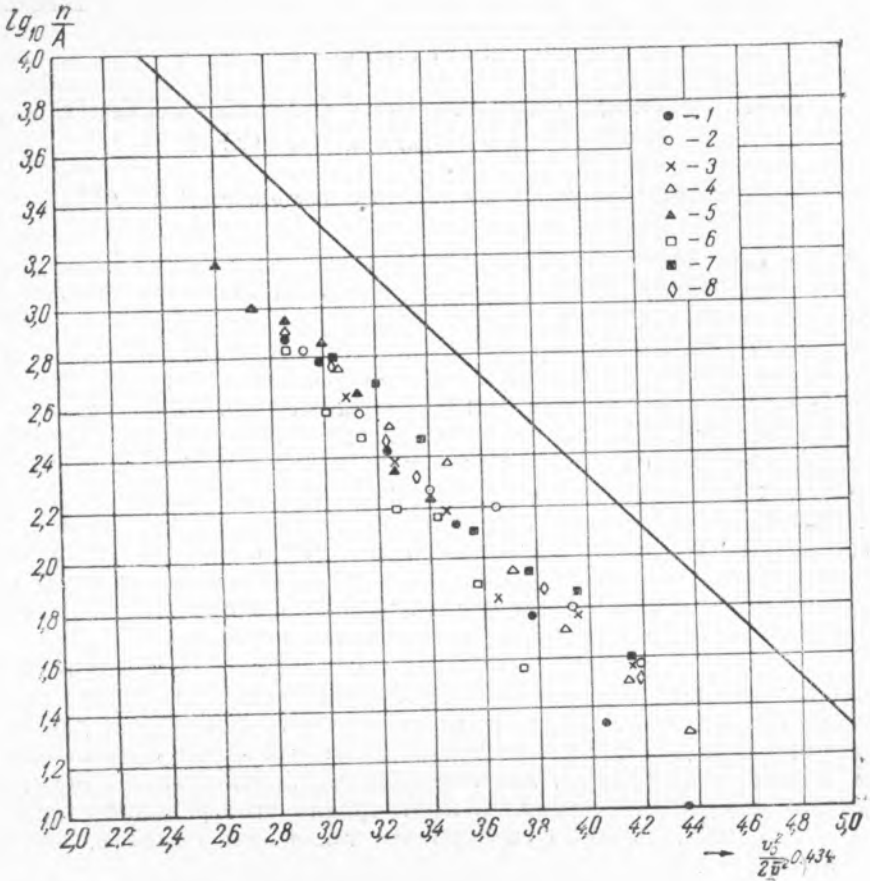


Рис. 1. Распределение вероятностей для теплового эффекта в проводниках и шрот-эффекта при частоте 16 кГц. — теоретическая кривая; 1 — шрот-эффект для лампы 1851 (28 XI 1946) при среднем квадрате напряжения на контуре  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,0185$  V; 2 — тепловой эффект для графитового сопротивления  $75000\Omega$ ,  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,0193$  V (28 XI 1946); 3 — то же при  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,255$  V (30 XI 1946); 4 — то же при  $R = 4 \cdot 10^6\Omega$ ,  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,0233$  V (25 XI 1946); 5 — проволочное сопротивление,  $R = 7,5 \cdot 10^4\Omega$ ,  $\vartheta = 0,05$ ,  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,343$  (21 XII 1946); 6 — то же,  $\vartheta = 0,18$  (20 XII 1946); 7 — то же, проволочное сопротивление,  $R = 2,5 \cdot 10^4\Omega$  (10 X 1946); 8 — то же, проволочное сопротивление,  $R = 2,5 \cdot 10^4\Omega$ ,  $T = 200$  C,  $\sqrt{\overline{v^2}} = 0,0175$  V (17 III 1947)

при малых затуханиях контура. В наших опытах измерялась величина  $v_{o2}(f)/\mathcal{E}_0$ , где  $\mathcal{E}_0$  — напряжение, включенное последовательно с исследуемым сопротивлением, эквивалентное источнику гармонической слагающей эдс тепловых флуктуаций.  $\mathcal{E}_0$  задавалось от стандарт-

сигнала на небольшое сопротивление, включенное между исследуемым сопротивлением и катодом. Величина  $\mathcal{E}_0$  подбиралась так, чтобы  $v_{02}(f)$  было в несколько сот раз больше уровня флуктуаций, но находилось в пределах линейности усилителя. Но

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{1 + \omega^2 C^2 R^2} \mu^2(f) df = \int_0^{\infty} \left( \frac{v_{02}(f)}{\mathcal{E}_0} \right)^2 df = S, \quad v_2^2 = 4k'TRS,$$

где  $k'$  — экспериментальное значение постоянной Больцмана.

При таком способе отпадает необходимость вынесения переменной за знак интеграла. Из измерения исключается входная емкость  $C$ . Величина  $S$  определяется для каждого сопротивления \*.

Полученные таким методом значения  $k'$  сведены в табл. 1. Из таблицы видно, что  $k'$  возрастает с частотой и не зависит от величины сопротивления, а также полосы контура при изменении ее до 15 раз.

Таблица 1

Значения постоянной Больцмана, полученные экспериментально из теплового эффекта

Тип сопротивления	$R$	$\frac{\Delta f}{f}$	$k' \cdot 10^{16} \frac{\text{эрг}}{\text{град}}$
Ч а с т о т а 4000 гц			
Графитовое . . . . .	$1,4 \cdot 10^3$	0,188	1,52
» . . . . .	$1,4 \cdot 10^3$	0,188	1,45
» . . . . .	$1,4 \cdot 10^3$	0,18	1,49
» . . . . .	$1,4 \cdot 10^3$	0,065	1,45
» . . . . .	$1,4 \cdot 10^3$	0,0152	1,49
Проволочное . . . . .	$2,6 \cdot 10^4$	0,0152	1,45
» . . . . .	$8,2 \cdot 10^4$	0,188	1,53
			$k'_{\text{ср}} = 1,48 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$
Ч а с т о т а 16000 гц			
Графитовое . . . . .	$3,95 \cdot 10^3$	0,0112	1,53
» . . . . .	$6,85 \cdot 10^3$	0,0625	1,615
» . . . . .	$3,95 \cdot 10^3$	0,344	1,57
» . . . . .	$4,15 \cdot 10^4$	0,047	1,57
» . . . . .	$6,85 \cdot 10^3$	0,02	1,53
Проволочное . . . . .	$2,65 \cdot 10^4$	0,0625	1,625
			$k'_{\text{ср}} = 1,58 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$
Ч а с т о т а 50000 гц			
Графитовое . . . . .	$0,135 \cdot 10^3$	0,08	1,85
» . . . . .	$0,525 \cdot 10^3$	0,06	1,69
» . . . . .	$0,97 \cdot 10^3$	0,084	1,71
» . . . . .	$2,13 \cdot 10^3$	0,038	1,69
			$k'_{\text{ср}} = 1,73 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$

Эти результаты не находятся в противоречии с экспериментальными результатами Johnson, Ellis и Moullin, так как все они делали измерения при частотах не выше 4000 гц. Наши данные при 4000 гц отличаются от теоретических в среднем на 8%. Johnson оценивает свою погрешность в 12%.

\* Данный метод предложен А. М. Родиным в его дипломной работе в Московском государственном университете.

Контрольные измерения, сделанные нами методом Johnson'a, показали, что в этом случае результаты вообще ненадежны. Значение  $k'$ , полученное таким путем при  $R=1,4 \cdot 10^6 \Omega$ ,  $f=4000$  гц и относительной ширине полосы контура  $\Delta f/f=0,067$ , будет  $k'=1,1 \cdot 10^{-16}$  эрг/град. и для  $\Delta f/f=0,01445$   $k'=1,35 \cdot 10^{-16}$  эрг/град. Между тем, все авторы, кроме Neizert'a, работали при еще более широких полосах. У Neizert  $\Delta f/f=0,005$ . От 4000 до 10000 гц он дает три измерения. из них для 7173,5 гц  $k'=1,07 \cdot 10^{-16}$ , для двух других оно близко к теоретическому. Столь сильное занижение значения  $k'$  при 7173,5 гц ставит под вопрос надежность остальных двух точек.

Наши данные находятся в полном качественном соответствии с изложенными выше результатами исследования распределений. Оба исследования дают основание предполагать, что в проводнике присутствует дополнительный редкий неравновесный процесс, спектральная интенсивность которого возрастает с частотой в пределах исследованного диапазона. Но такие эффекты могут быть вызваны внешними электрическими помехами, проникающими в анодную цепь лампы или непосредственно действующими на тепловое сопротивление. Следующие опыты показали, что в данном случае это не так.

При замыкании теплового сопротивления проводом равной длины, на выходе усилителя получается шрот-эффект. Шрот-эффект на выходе усилителя учитывался при измерении теплового эффекта.

Но можно предположить, что малые помехи в анодной цепи первой лампы и шрот-эффект через емкость анод — сетка (порядка  $10^{-2}$  см) создают поля между сеткой и катодом, которые вызывают напряжение на исследуемом сопротивлении. Оно должно возрастать с увеличением сопротивления. Но тогда значения  $k'$ , измеряемые при различных сопротивлениях, должны были бы иметь разные значения, так как закон наведения эдс в цепь сетки из анодной цепи лампы имеет другую зависимость от сопротивления, чем напряжение на сетке от теплового эффекта. Из приведенных данных видно, что в наших результатах это не имеет места. Это подтверждается также распределением, заснятым при температуре  $200^\circ\text{C}$ , показанным на рисунке. Разброс значений  $k'$  порядка  $\pm 3\%$  обусловлен погрешностью измерения.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии Наук СССР

Поступило  
2 IV 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Е. Я. Пумпер, ДАН, 53, № 1, 25 (1946). <sup>2</sup> В. Н. Бунимович и М. А. Леонтович, ДАН, 53, № 1, 21 (1946). <sup>3</sup> J. V. Johnson, Phys. Rev., 1, 32, 97 (1928). <sup>4</sup> H. D. Ellis and E. B. Moullin, Cambr. Phys. Soc., 3, 28, 386 (1932). <sup>5</sup> C. Neizert, Physics, 5, No. 10, 292 (1934).