

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. М. Диамант, А. М. Искольдский, М. И. Кудряшов, Ю. Е. Нестерихин, Статистический анализ импульсов сигнала и шума диссектора ЛИ-602, *ТВТ*, 1971, том 9, выпуск 3, 617–621

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 98.84.25.165

2 ноября 2024 г., 09:13:35



УДК 533.9.082

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИМПУЛЬСОВ СИГНАЛА
И ШУМА ДИССЕКТОРА ЛД-602

Л. М. Дьямант, А. М. Искольдский, М. Н. Кудряшов,
Ю. Е. Нестерихин

Приведены статистические характеристики диссектора и установлена зависимость их от параметров измерительной схемы. Показана связь амплитудных гамма-распределений импульсов сигнала и шума с временным пуассоновским распределением.

В работе [1] авторы дали анализ ряда параметров диссектора со щелью типа ЛД-602 с электростатическими системами фокусировки и отклонения электронного пучка, предназначенного для преобразования одномерной яркостной картины, спроектированной на фотокатод диссектора, в изме-

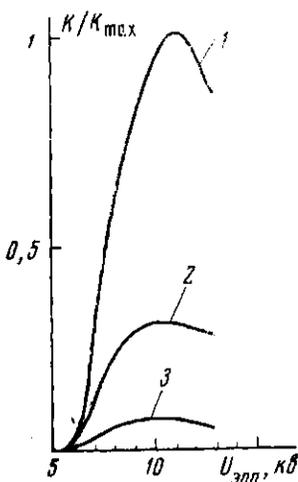


Рис. 1

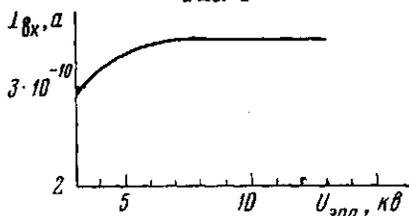


Рис. 2

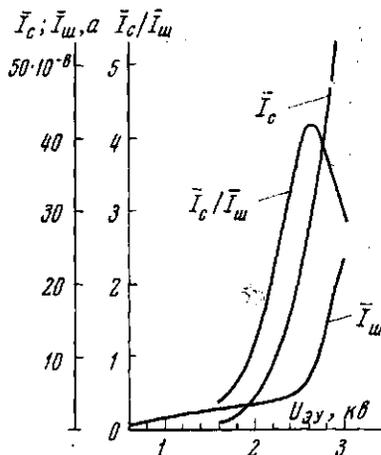


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента усиления прибора от напряжений питания:

1 — $U_{зоп} = 2,6$ кВ, 2 — 2,2 кВ, 3 — 1,8 кВ

Рис. 2. Зависимость тока на вторично-эмиссионную штенку от напряжения (зависимость получена при плотности тока на фотокатод $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ а/см²)

Рис. 3. Зависимости тока сигнала, шума и их отношения от напряжения $U_{зоп}$ при $U_{зоп} = 11$ кВ

няющееся во времени напряжение. Была также рассмотрена ситуация, когда интенсивность сигнала на входе достаточно велика и можно пренебречь собственными шумами и флуктуациями коэффициента усиления прибора. Скорость сканирования изображения выбиралась таким образом, чтобы искажения, обусловленные ограниченностью полосы пропускания диодной системы, были несущественными. В этих условиях естественно

было рассматривать диссектор как пассивный фильтр пространственных частот и характеризовать свойства этого фильтра аппаратной функцией, параметры которой изменяются по полю фотокатода.

В данной работе рассматриваются статистические характеристики коэффициента усиления и собственного шума прибора, которые совместно с квантовой эффективностью фотокатода определяют пороговую чувствительность диссектора. Прежде всего остановимся на результатах интегрального метода поиска оптимальных, с точки зрения отношения сигнал/шум, напряжений на электронно-оптическом и диодном узлах прибора.

На рис. 1 приведены зависимости относительного коэффициента усиления прибора по току K/K_{\max} от напряжения на электронно-оптическом

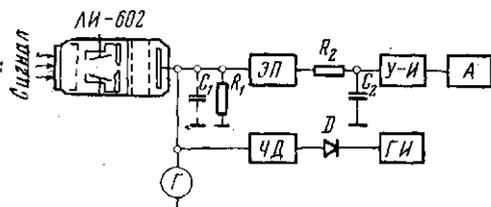


Рис. 4. Схема измерения:

ЭП — эмиттерный повторитель; У-И — усилитель-инвертор; А — анализатор; Г — гальванометр; ЧД — частотно-компенсированный делитель напряжения; Д — полупроводниковый диод; ГИ — генератор импульсов; $C_1 = 20$ пф, $R_1 = 51$ ком, $C_2 = 100$ пф, $R_2 = 2,7$ ком — интегрирующие цепи

$U_{\text{эоп}}$ и умножительном $U_{\text{эв}}$ узлах при постоянной величине фототока. Область наибольшего отношения K/K_{\max} ($U_{\text{эоп}} = 11 \div 12$ кВ) является оптимальной с точки зрения слабого влияния нестабильности $U_{\text{эоп}}$.

Рис. 2 иллюстрирует зависимость тока, поступающего на вторично-эмиссионную пленку от напряжения $U_{\text{эоп}}$. Нетрудно видеть, что при $U_{\text{эоп}} = U_{\text{опт}}$ рабочая точка находится на плоской части вольт-амперной характеристики, т. е. обеспечивается ли-

нейный режим работы входной камеры прибора.

На рис. 3 представлены графики зависимостей тока сигнала \bar{I}_c , темнового тока $\bar{I}_ш$ и их отношения $\bar{I}_c/\bar{I}_ш$ от величины общего напряжения на диодах $U_{\text{эв}}$. Максимум отношения реализуется при 2,6 кВ*. В оптимальном режиме ($U_{\text{эоп}} = 11$ кВ, $U_{\text{эв}} = 2,6$ кВ) средний коэффициент усиления прибора $\bar{K} = 2,5 \cdot 10^7$, а установившееся значение темнового тока после выдержки прибора под напряжением $\bar{I}_ш = (2-4) \cdot 10^{-8}$ а.

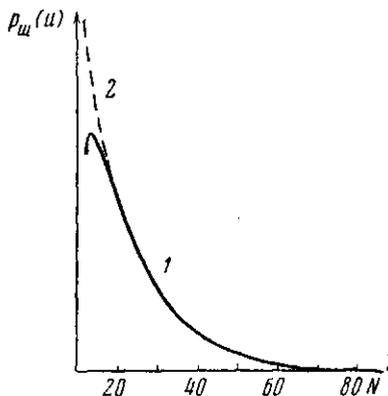


Рис. 5

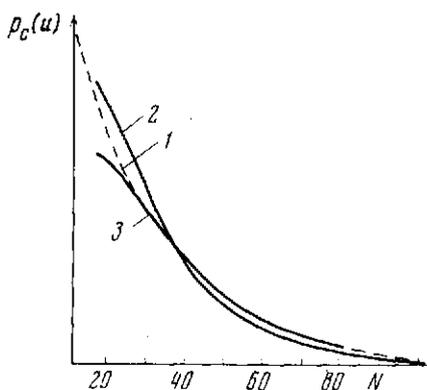


Рис. 6

Рис. 5. Амплитудное распределение темновых импульсов. Расхождение между теоретической и экспериментальной кривыми обусловлено нелинейностью анализатора в низких каналах (номер канала < 16):

1 — экспериментальная кривая; 2 — теоретическая ($n = 1$, $\bar{I}_ш$ соответствует 12 каналу)

Рис. 6. Амплитудные распределения импульсов сигнала ($n \approx 1$):

1 — теоретическая кривая, соответствующая распределению коэффициента усиления; 2 — $\bar{I}_c = 3$ мкА, 3 — 6 мкА

* Мы оперируем численными значениями, характеризующими обычный экземпляр диссектора.

Для более полного описания шумовых свойств прибора при фиксированных оптимальных значениях $U_{\text{вх}}$ и $U_{\text{вн}}$ целесообразно найти: статистическое распределение коэффициента усиления, связь интенсивности входного потока электронов и характеристик элементов схемы измерения с формой статистических распределений, статистическое распределение числа собственных шумовых импульсов за фиксированный временной интервал.

Если при изучении шумов анализировать распределение амплитуд импульсов тока, то из получаемых амплитудных распределений трудно найти распределение коэффициента усиления, вследствие флуктуации формы тока и отсутствия строго детерминированной связи между амплитудой тока и зарядом в импульсе. Поэтому на выходе диссектора мы установили интегрирующую R_1C_1 -цепь, которая преобразует заряд Q каждого импульса тока $i(t)$ в соответствующую амплитуду напряжения (рис. 4). Постоянная времени $\tau_1 = R_1C_1$ выбрана из условия $\tau_n \ll \tau_1 \ll T_n$, где τ_n и T_n — соответственно средняя длительность и период повторения импульсов тока*. Вторая интегрирующая цепь с $\tau_2 = R_2C_2$ установлена для расширения переднего фронта импульсов до $\tau_0 = 0,5$ мсек, что необходимо для правильной работы применяемого анализатора амплитуд. Уменьшение амплитуды импульсов на R_2C_2 компенсировалось увеличением

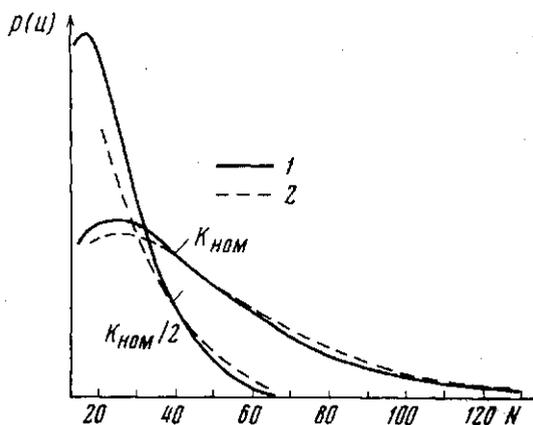


Рис. 7. Амплитудные распределения двух электронных ($n = 2$) импульсов сигнала в зависимости от коэффициента усиления (режим $K_{\text{НОМ}}/2$ осуществлялся уменьшением напряжения между пленкой и первым диодом):

1 — экспериментальные кривые ($\bar{I}_c = 11 \pm 13$ мка);
2 — теоретические

коэффициента усиления усилителя-инвертора. Для проверки правильности работы анализатора предусмотрена возможность подачи контрольных импульсов. Во избежание искажений, связанных с конечным временем кодирования амплитуды импульсов напряжения, кодировщик работал в режиме фиксированного мертвого времени. Подробный анализ погрешностей метода выходит за рамки данной работы и здесь не рассматривается.

Полученные экспериментальные кривые** (рис. 5—7) хорошо описываются гамма-распределением

$$p(u) = \begin{cases} u^{n-1} \exp(-u/\bar{U}) / \bar{U}^n (n-1)! & \text{для целых } n, \\ u^{n-1} \exp(-u/\bar{U}) / \bar{U}^n \Gamma(n) & \text{для не целых } n, \end{cases} \quad (1)$$

где n — среднее число электронов, попавших на умножительную систему диссектора за разрешаемое время t_p схемы измерения; \bar{U} — средняя амплитуда напряжения, соответствующая $n = 1$ ***; $\Gamma(n)$ — гамма-функция.

Под разрешаемым временем t_p понимается время от начала нарастания переднего фронта импульса до начала кодирования амплитуды. Если пренебречь временем ($t_i \approx 20$ нсек) заряда емкости C_i импульсным током коллектора ЛИ-602 $i(t)$, то напряжение на входе анализатора имеет вид

* Световой поток на входе непрерывный.

** Одному каналу соответствует $u = 1/128$ в.

*** В нашем случае средней амплитуде шума соответствует 12 канал, сигнала — 25 канал.

$$u(t) = \frac{QR_1\tau_1}{\sigma \sqrt{2\pi(\tau_1 - \tau_2)}} [\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2)],$$

где $\sigma \approx 3$ нсек — параметр гауссовой функции $i(t)$.

Пренебрегая временем от момента достижения амплитуды $u_{\max}(t)$ до начала кодирования, из уравнения $du(t=t_p)/dt = 0$ находим $t_p \approx 0,5$ мксек.

Величина t_p является важной характеристикой, позволяющей определить как n по (2), так и форму статистического распределения (1)

$$n \approx \bar{I}_c t_p / e\bar{K}. \quad (2)$$

Здесь $\bar{I}_c = \bar{I}_{c+ш} - \bar{I}_ш$ — регистрируемый гальванометром средний ток сигнала; e — заряд электрона; \bar{K} — средний коэффициент усиления.

Заменив \bar{U} для сигнала в (1) выражением $\bar{U} = e\bar{K}/C_1$, получим для статистического распределения коэффициента усиления (рис. 6) следующую формулу:

$$p(K) = (1/\bar{K}) \exp(-K/\bar{K}). \quad (3)$$

На рис. 8 отражено влияние интенсивности входного потока электронов на форму амплитудных распределений. Из кривых видно, что величина среднего тока, снимаемого с коллектора $\bar{I}_c = 100$ мка, по-видимому, является предельной (ток делителя $2,2$ ма), так как при больших токах наблюдаются резкие отклонения распределений от ожидаемых. Это можно объяснить возникновением пространственного заряда на последних диодах.

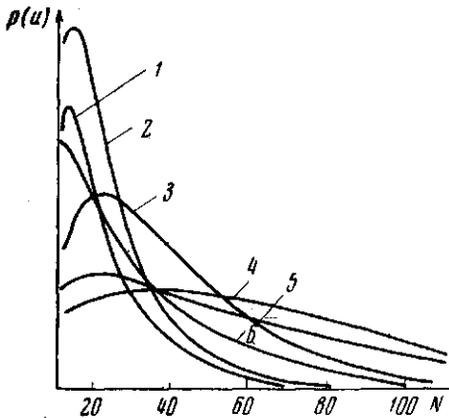


Рис. 8. Амплитудные распределения импульсов сигнала при разных токах \bar{I}_c :

1 — $\bar{I}_c = 0,1$ мка; 2 — 1; 3 — 10; 4 — 100;
5 — 200; 6 — 300

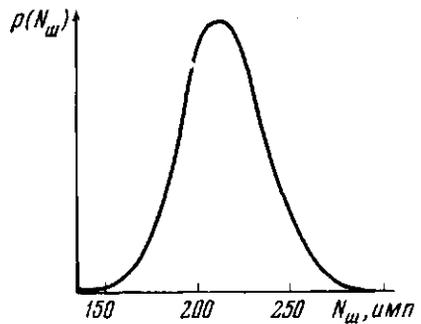


Рис. 9. Экспериментальное распределение числа шумовых импульсов над порогом ($\lambda = 1,1 \cdot 10^4$ имп/сек, $T = 0,1$ сек,

$$u_{ш} = 0,16 \text{ в}, \quad \int_{u_{ш}}^{\infty} p_{ш}(u) du = 0,19$$

Анализ средних значений шумового тока в обычной схеме и в схеме, когда вторично-эмиссионная пленка диссектора соединена с первым диодом, показывает, что основной вклад в шум определяется пленкой. В связи с этим средняя амплитуда шумовых импульсов оказывается в ~ 2 раза меньше средней амплитуды импульсов фотоэлектронов (рис. 5, 6). Это дает возможность выбором соответствующего порога дискриминации повысить отношение сигнал/шум.

Рассмотрим статистическое распределение регистрируемого числа шумовых импульсов $p(N_{ш})$ над порогом $u_{ш}$ за время наблюдения T в условиях, когда время между импульсами существенно больше разрешаемого времени (рис. 9). Оно близко к пуассоновскому и с учетом амплитудного распреде-

ления $p_{\text{ш}}(u)$ имеет вид

$$p(N_{\text{шп}}) = \frac{1}{N_{\text{шп}}!} \left[\lambda T \int_{u_{\text{п}}}^{\infty} p_{\text{ш}}(u) du \right]^{N_{\text{шп}}} \exp \left[-\lambda T \int_{u_{\text{п}}}^{\infty} p_{\text{ш}}(u) du \right], \quad (4)$$

где λ — интенсивность.

Среднее число импульсов в единицу времени, соответствующее нулевому порогу, равно

$$\lambda = \bar{N}_{\text{ш}} = \bar{N}_{\text{шп}}(T)/T \int_{u_{\text{п}}}^{\infty} p_{\text{ш}}(u) du, \quad (5)$$

где $\bar{N}_{\text{шп}}(T)$ — число импульсов над порогом (обычно регистрируемое экспериментально).

Используя (5) и данные рис. 9, получим $\bar{N}_{\text{ш}} = 1,1 \cdot 10^4$ *имп/сек*. Данное значение близко к $\bar{N}_{\text{ш}}^* = \bar{I}_{\text{ш}} / eK$. Отдельные экземпляры ЛИ-602 имеют очень малые значения $\bar{N}_{\text{ш}} = 10^2 \div 10^3$ *имп/сек*, что очень важно при использовании прибора в спектрометрии слабых сигналов*.

При изменении времени накопления импульсов или порога дискриминации для получения равнозначных результатов необходимо выполнение условия

$$\sigma_N = \sqrt{T_j \int_{u_{\text{п}j}}^{\infty} p(u) du} = \text{const.}$$

В заключение еще раз подчеркнем, что форма экспериментальных распределений определяется не только свойствами анализируемого прибора, но и характеристиками элементов схемы измерения, исключить влияние которых практически невозможно.

Институт автоматизации и электрометрии
Сибирское отделение АН СССР

Поступила в редакцию
15 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Дьямант, А. М. Искольдский, М. И. Кудряшов, Ю. Е. Нестерихин. Теплофизика высоких температур, 8, № 1, 1970.

* При квантовой эффективности фотокатода $\epsilon = 0,1$ пороговый сигнал для исследуемого экземпляра ЛИ-602 (когда $\bar{N}_{\text{шп}} = \bar{N}_{\text{шп}}$) составляет $\sim 5 \cdot 10^{-14}$ *вт* на разрешаемый элемент для фотонов с $h\nu \simeq 3$ *эв*.