

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЯРКОСТИ НА ЭКРАНЕ
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ ПРИ КРУГОВОЙ
РАЗВЕРТКЕ**

Е. И. ФИАЛКО

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Как известно, существуют различные способы измерения разностей фаз двух колебаний.

Некоторые из этих способов связаны с созданием круговой развертки, для чего используется одно из рассматриваемых напряжений

$$u = U_m \cdot \sin(\omega t + \varphi). \quad (1)$$

Для этой цели напряжение (1) сдвигают по фазе на $\frac{\pi}{2}$:

$$u' = U_m \cdot \cos(\omega t + \varphi),$$

а затем напряжения u и u' прикладывают соответственно к горизонтально- и вертикальноотклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки.

Возникает вопрос: по какому закону будет распределена яркость на экране электронно-лучевой трубки в случае, когда напряжение (1) является напряжением флюктуаций или содержит гармонический сигнал и флюктуации?

Основные соотношения

Яркость в некоторой точке экрана (a) определится относительным временем „накрытия“ этой точки пятном—основанием луча (рис. 1):

$$B = B_0 \cdot \frac{\Delta t}{T}, \quad (2)$$

где

B_0 — яркость неподвижного пятна (яркость в луче);

B — кажущаяся яркость в данной точке при движении пятна;

T — время наблюдения;

Δt — время, в течение которого точка a „накрыта“ пятном, то есть вре-

мя, в течение которого центр пятна находится внутри круга радиуса $\frac{\delta}{2}$ с центром в точке a ; δ — диаметр пятна.

При этом мы пренебрегаем неравномерностью яркости в пятне.

Отношение $\frac{\Delta t}{T}$ равно вероятности попадания центра пятна внутрь круга радиуса $\frac{\delta}{2}$ с центром в точке a : $P = \frac{\Delta t}{T}$.

Зная дифференциальный закон распределения системы двух случайных величин

$$p_1(x, y)$$

или

$$p_2(r, l),$$

где x, y, r и l — случайные отклонения луча (центра пятна), смысл которых ясен из рис. 2, найдем

$$P = p_1(x, y) \cdot ds$$

или

$$P = p_2(r, l) \cdot ds,$$

где

$$ds = \frac{\pi \delta^2}{4}.$$

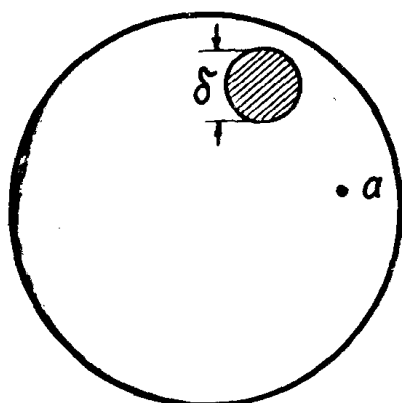


Рис. 1. a — произвольная точка на экране электронно-лучевой трубки;
 δ — диаметр пятна

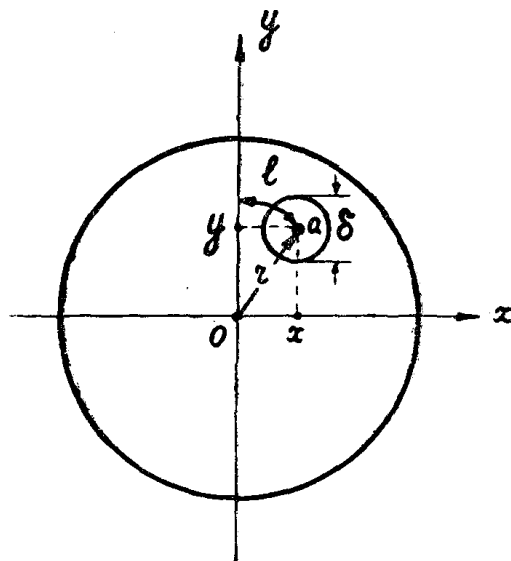


Рис. 2. r — радиальное отклонение центра пятна;
 l — отклонение центра пятна от оси y , отсчитанное по дуге радиуса r ;
 x, y — декартовы координаты центра пятна

Очевидно, что, если дифференциальные законы распределения случайных величин r и l описываются соответственно функциями $p_r(r)$ и $p_l(l)$,

то

$$p_2(r, l) = p_r(r) \cdot p_l(l).$$

$$\text{Найдем } P = p_r(r) \cdot p_l(l) \cdot \frac{\pi \cdot \delta^2}{4}, \quad (3)$$

для чего расшифруем функции $p_r(r)$ и $p_l(l)$.

Законы распределения $p_r(r)$ и $p_l(l)$.

Если к горизонтально-и вертикально-отклоняющим пластинам приложены напряжения

$$u = U_m \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

и

$$u' = U_m \cdot \cos(\omega t + \varphi),$$

где U_m — огибающая напряжения, а φ — начальная фаза высокочастотного заполнения, то осевые отклонения луча будут

$$x = \kappa \cdot U_m \cdot \sin(\omega t + \varphi),$$

$$y = \kappa \cdot U_m \cdot \cos(\omega t + \varphi),$$

где κ — коэффициент чувствительности катодной трубки (полагаем $\kappa_x = \kappa_y$). Радиальное отклонение пятна

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

равно

$$r = U_m \cdot \kappa.$$

Так как [1, 2]

$$p_m(U_m) = \frac{U_m}{\sigma^2} \cdot e^{-\frac{U_m^2 + U_c^2}{2 \cdot \sigma^2}} \cdot J_0 \left(j \frac{U_c \cdot U_m}{\sigma^2} \right),$$

где σ — эффективное напряжение флуктуаций, приложенных к отклоняющим пластинам трубки,

U_c — амплитуда гармонического сигнала, приложенного к отклоняющим пластинам трубки, то

$$p_r(r) = \frac{r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2} \cdot e^{-\frac{\left(\frac{r}{\kappa}\right)^2 + U_c^2}{2 \cdot \sigma^2}} \cdot J_0 \left(j_0 \frac{U_c \cdot r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2} \right) \quad (4)$$

и в случае отсутствия сигнала

$$p_r(r) = \frac{r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2} \cdot e^{-\frac{r^2}{2 \cdot \sigma^2 \cdot \kappa^2}}$$

Нетрудно показать, что

$$p_l(l) = \frac{1}{2 \pi r}. \quad (5)$$

Зная $p_r(r)$ и $p_l(l)$, найдем P , а следовательно, и $B(r, l)$.

Распределение яркости на экране электронно-лучевой трубки

Из (3), (4) и (5):

$$P = \frac{\delta^2}{8 \cdot \sigma^2 \cdot \kappa^2} \cdot e^{-\frac{\left(\frac{r}{\kappa}\right)^2 + U_c^2}{2 \cdot \sigma^2}} \cdot J_0\left(j \frac{U_c \cdot r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2}\right),$$

и кажущаяся яркость (2) равна

$$B = B_0 \cdot \frac{\delta^2}{8 \cdot \sigma^2 \cdot \kappa^2} \cdot e^{-\frac{\left(\frac{r}{\kappa}\right)^2 + U_c^2}{2 \cdot \sigma^2}} \cdot J_0\left(j \frac{U_c \cdot r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2}\right).$$

При $r = 0$ (в центре экрана):

$$B = B_{\max}.$$

$$B_{\max} = B_0 \cdot \frac{\delta^2}{8 \cdot \sigma^2 \cdot \kappa^2} \cdot e^{-\frac{U_c^2}{2 \cdot \kappa^2 \cdot \sigma^2}}.$$

Относительная яркость

$$\frac{B}{B_{\max}} = e^{-\frac{r^2}{2 \cdot \sigma^2 \cdot \kappa^2}} \cdot J_0\left(j \frac{U_c \cdot r}{\sigma^2 \cdot \kappa^2}\right).$$

В случае отсутствия сигнала

$$\frac{B}{B_{\max}} = e^{-\frac{r^2}{2 \cdot \kappa^2 \sigma^2}}.$$

Обозначив $\kappa^2 \cdot \sigma^2 = \sigma_r^2$, получим

$$\frac{B}{B_{\max}} = e^{-\frac{r^2}{2 \cdot \sigma_r^2}}$$

и при наличии сигнала

$$\frac{B}{B_{\max}} = e^{-\frac{r^2}{2 \cdot \sigma_r^2}} \cdot J_0\left(j \frac{U_c \cdot r}{\sigma_r^2}\right). \quad (6)$$

Выводы

В случае, когда к горизонтально-и вертикально-отклоняющим пластинам электронно-лучевой трубки прикладывается флюктуационное напряжение, то распределение яркости свечения экрана вдоль радиуса подчинено нормальному закону.

В случае наличия сигнала и флюктуаций распределение яркости выражается формулой (6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б у н и м о в и ч В. И. Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Связьиздат, 1951.
 2. Р а й с С. О. Теория флюктуационных шумов. Теория передачи электрических сигналов при наличии помех (сборник статей), И. Л., 1953.
-