Интегральная показательная функция

$$E_n(x) = x^{n-1}\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^n}dt$$

1 рода: $$E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t}dt$$

2 рода: $$E_2(x) = x\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^2}dt = e^{-x} - xE_1(x)$$

3 рода: $$E_3(x) = x^2\int_x^\infty \frac{e^{-t}}{t^3}dt = \frac{1}{2}\left[e^{-x} - xE_2(x)\right]$$

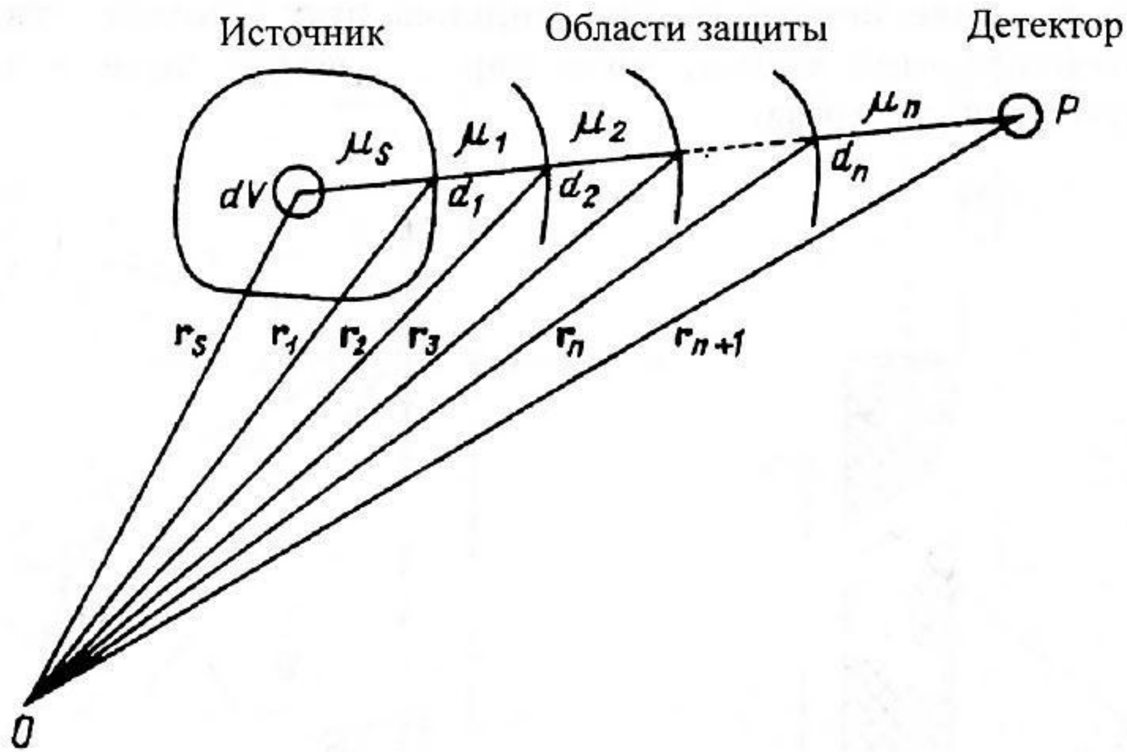
$$E_n(x) = \frac{1}{n-1}\left[e^{-x} - xE_{n-1}(x)\right]$$

$$E_1(0) = \infty;\ldots\ldots E_2(0) = 1;\ldots\ldots E_3(0) = 0,5 \quad E_1(\infty) = E_2(\infty) = E_3(\infty) = 0$$

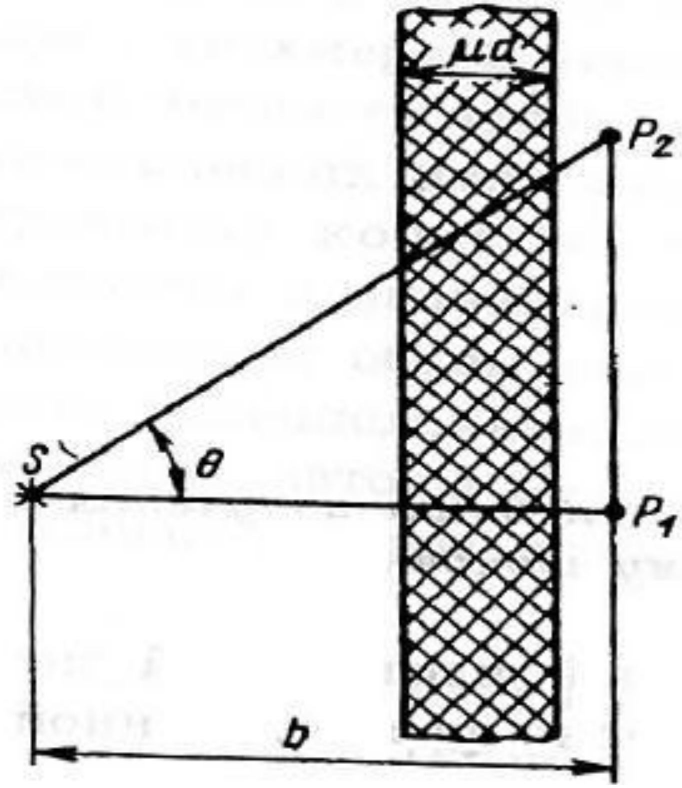
Интегральный секанс или функция Зиверта

$$F(\theta; x) = \int_0^{\theta} \exp(-x \sec \theta') d\theta'$$

$$F_1(t; \pm a) = \int_0^{t} \exp(\pm a x) E_1(x) dx$$



$$I = \int_V \frac{q_V(\vec{r}_s)\exp\left(-\mu_s\left|\vec{r}_1 - \vec{r}_s\right|\right)\exp\left(-\sum_{i=1}^{n}\mu_i\left|\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i\right|\right)dV(\vec{r}_s)}{4\pi\left|\vec{r}_{n+1} - \vec{r}_s\right|^2}$$



$$I_{10} = \frac{q}{4\pi b^2}; \qquad I_1 = \frac{q \exp(-\mu d)}{4\pi b^2};$$

$$I_{20} = \frac{q}{4\pi (b \sec \Theta)^2}; \qquad I_2 = \frac{q \exp(-\mu d \sec \Theta)}{4\pi (b \sec \Theta)^2}$$

Для радиоактивного нуклида активностью А, Бк, испускающего m групп фотонов разных энергий ($i=1, 2, \ldots, m$) с энергией i-й группы E_{0i}, МэВ, и квантовым выходом n_i, фотон/распад, на расстоянии r, м, от точечного изотропного источника в точке P1

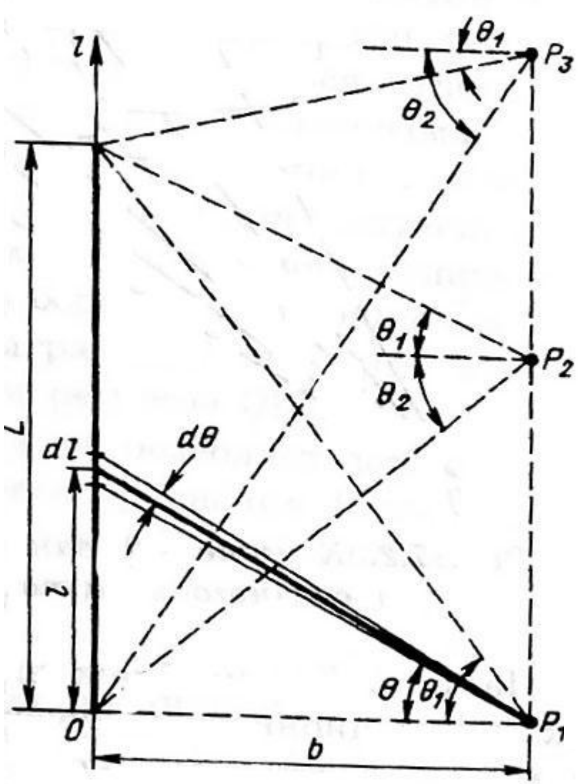
плотность потока энергии I, МэВ/(см$^2\cdot$с):

$$I = \frac{A\sum_{i=1}^{m} E_{0i} n_i}{4\pi r^2 \cdot 10^4};$$

мощность воздушной кермы $\dot{K}$, аГр/с:

$$\dot{K} = A\Gamma_K / r^2,$$

если Γ_K — керма-постоянная, аГр$\cdot$м^2/(с$\cdot$Бк)



$$dI_{10} = \frac{q_L\, dl}{4\pi\left(b^2 + l^2\right)}$$

$l = b\,\mathrm{tg}\,\Theta$; $b^2 + l^2 = b^2 \sec^2\Theta$, $dl = b\sec^2\Theta\, d\Theta$. Интегрируя по Θ, получаем

$$I_{10} = \int_0^{\Theta_1} \frac{q_L\, d\Theta}{4\pi b} = \frac{q_L\,\Theta_1}{4\pi b}$$

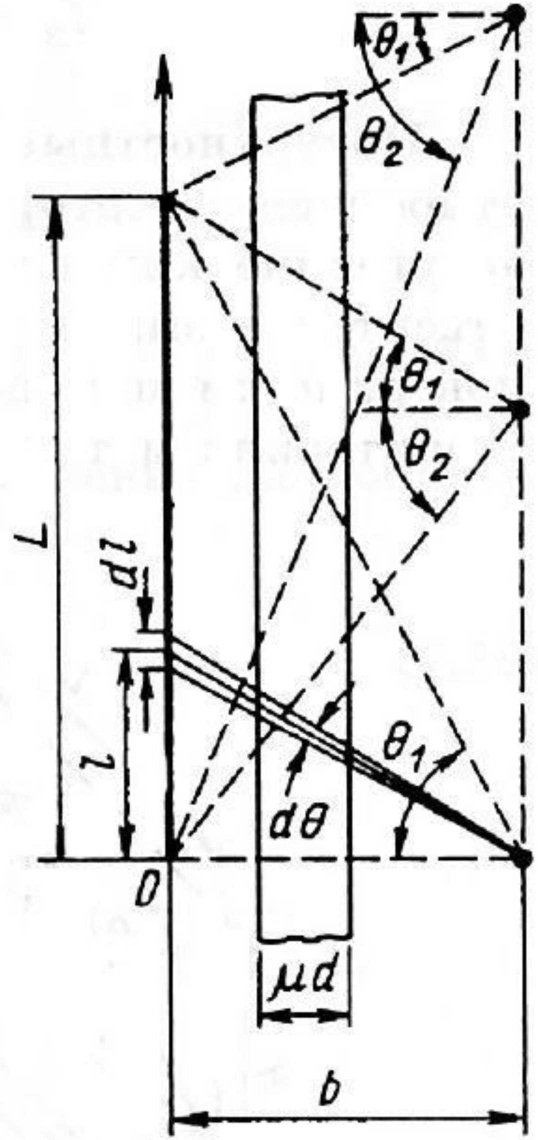
где $\Theta_1 = \mathrm{arctg}\,\dfrac{L}{b}$. Для точек P_2 и P_3 аналогично можно получить

$$I_{20} = \frac{q_L\,(\Theta_1 + \Theta_2)}{4\pi b};$$

$$I_{30} = \frac{q_L\,(\Theta_2 - \Theta_1)}{4\pi b}.$$

Если линейный источник имеет бесконечную длину $\left(\Theta_1 = \Theta_2 = \dfrac{\pi}{2}\right)$, то

$$I_{20} = \frac{q_L}{4b}$$



$$dI_1 = \frac{q_L \, dl \exp(-\,\mu d \sec \Theta)}{4\pi \left(b^2 + l^2\right)} = \frac{q_L \exp(-\,\mu d \sec \Theta) \, d\Theta}{4\pi b}$$

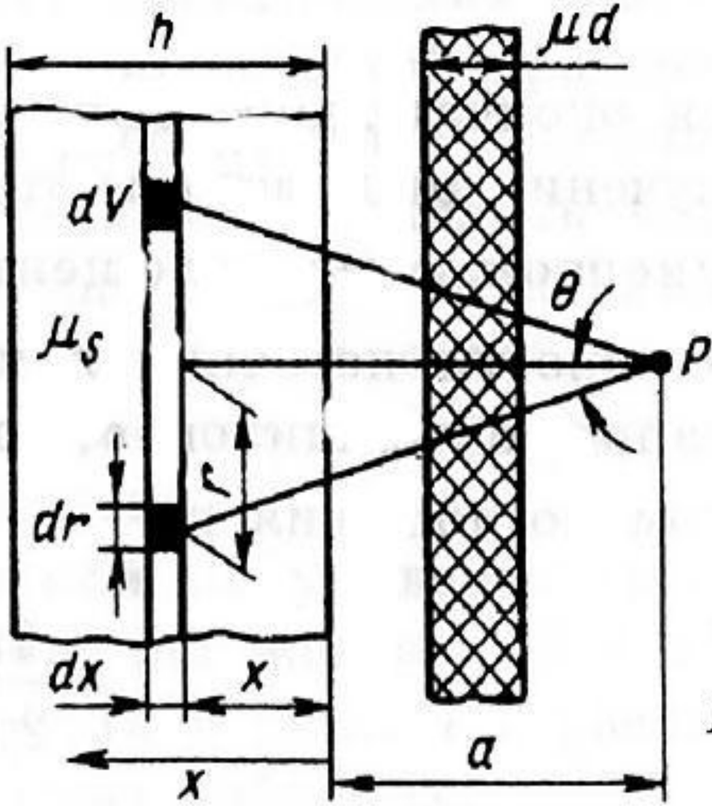
$$I_1 = \frac{q_L}{4\pi b} F(\Theta_1 \, , \mu d)$$

$$F(\Theta, x) = \int\limits_0^{\Theta} \exp\,(-\,x \sec \Theta') \, d\Theta'$$

По аналогии в точках P_2 и P_3

$$I_2 = \frac{q_L}{4\pi \, b}\Big[F(\Theta_1 \, , \mu d) + F(\Theta_2 \, , \mu d)\Big]$$

$$I_3 = \frac{q_L}{4\pi \, b}\Big[F(\Theta_2 \, , \mu d) - F(\Theta_1 \, , \mu d)\Big]$$



$$dI = \frac{q_V \exp\left[-\left(\mu_s x + \mu d\right)\sec\Theta\right] 2\pi r dr dx}{4\pi\left[r^2 + (a+x)^2\right]}$$

Обозначая $\mu_s x + \mu d = z$ и учитывая, что $\sec\Theta = \frac{\sqrt{r^2 + (a+x)^2}}{(a+x)}$

$$I = \int_0^h dx \int_0^\infty \frac{\frac{q_V \exp\left[-z\sqrt{r^2 + (a+x)^2}\right]}{(a+x)}}{2\left[r^2 + (a+x)^2\right]} r dr$$

$$t = z\frac{\sqrt{r^2 + (a+x)^2}}{(a+x)}$$

$$I = \int_0^h dx \int_0^\infty \frac{q_V \exp(-t)}{2t} = \frac{q_V}{2}\int_0^h E_1\left(\mu_s x + \mu d\right) dx$$

$$E_2(x) = x\int_x^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2}\,dt = e^{-x} - xE_1(x)$$

$$I = \frac{q_V}{2\mu_s}\cdot\left[E_2(\mu d) - E_2\left(\mu d + \mu_s h\right)\right]$$