Доклады Академии Наук СССР
1948. Том LX, № 4

ФИЗИКА

И. Я. БАРИТ и М. И. ПОДГОРЕЦКИЙ

О ФЛУКТУАЦИЯХ ТОКА В ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЕ С КОНЕЧНЫМ ВРЕМЕНЕМ СОБИРАНИЯ

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 III 1948)

Если измерять интенсивность какого-либо излучения с помощью ионизационной камеры, то протекающий через нее ток будет флуктуировать в силу случайного характера попаданий ионизующих частиц. Вопрос о величине флуктуаций уже разбирался рядом авторов ([1—3]). Однако всегда предполагалось, что время собирания ионов пренебрежимо мало по сравнению с RC и что все ионизующие частицы создают внутри камеры одинаковую ионизацию.

В настоящей статье дается изложение, свободное от этих ограничений. При этом мы будем исходить из некоторого обобщения соображений, предложенных еще Кембеллом ([1]) и развитых затем Бунимовичем ([4]).

Если в некоторый момент внутри камеры создана ионизация ζ, то ток, вызванный этой ионизацией в последующие моменты:

$$y(t) = \zeta f(t), \tag{1}$$

где $f(t)$ — некоторая функция времени, определяемая параметрами камеры и распределением зарядов внутри камеры. Вычислением $f(t)$ мы займемся ниже.

Полный ток x, протекающий в камере в некоторый момент времени $t=0$, равен сумме „элементарных" токов (1), вызванных попаданиями частиц от $t=-\infty$ до $t=0$, т. е.

$$x = \sum_l \zeta_l f(\tau_l), \tag{2}$$

где τ_l — момент попадания l-й частицы, отсчитанный назад от момента наблюдения, а ζ_l — ионизация, создаваемая l-й частицей. Далее мы примем, что интенсивность излучения равна n и что распределение величин ζ_l задается дифференциальным вероятностным законом $\varphi(\zeta)$.

Рассмотрим какой-нибудь достаточно малый интервал времени Δt, отстоящий от момента наблюдения на время τ (назад). Часть суммы (2), относящаяся к этому интервалу, равна $f(\tau)\sum\limits_{\Delta t}\zeta_l$; ее среднее значение $f(\tau)\overline{\sum\limits_{\Delta t}\zeta_l}$ и дисперсия $f^2(\tau)\,D\left(\sum\limits_{\Delta t}\zeta_l\right)$, причем известно, что $\overline{\sum\limits_{\Delta t}\zeta_l} = n\bar{\zeta}\Delta t$ и $D\left(\sum\limits_{\Delta t}\zeta_l\right) = n\overline{\zeta^2}\Delta t$*.

* Доказательство см., например, у Шредингера ([5]).

Так как события в различных интервалах независимы между собой, то $\overline{x}$ равно сумме средних, относящихся к различным интервалам, а $D(x)$ равна сумме дисперсий. Поэтому в пределе, при достаточно малых Δt, получаем:

$$\overline{x} = n\overline{\zeta}\int_0^\infty f(\tau)\,d\tau, \tag{3}$$

$$D(x) = n\overline{\zeta^2}\int_0^\infty f^2(\tau)\,d\tau, \tag{4}$$

и относительная флуктуация

$$\delta(x) = \frac{\sqrt{\overline{\zeta^2}}}{\sqrt{n}\;\overline{\zeta}}\,\frac{\sqrt{\int\limits_0^\infty f^2(\tau)\,d\tau}}{\int\limits_0^\infty f(\tau)\,d\tau}. \tag{5}$$

Таким образом, в каждом конкретном случае задача о флуктуациях сводится к нахождению формы „элементарного“ импульса $f(t) = \frac{1}{\zeta}\,y(t)$. Что касается y, то для него справедливо обычное уравнение $R\frac{dy}{dt} + \frac{1}{C}\frac{de}{dt} = 0$, где e — заряд на обкладках конденсатора, причем $de/dt = y - i$, i — ток, обусловленный изменением наведенных зарядов (за счет движения ионов внутри камеры).

Таким образом,

$$\begin{aligned} &\frac{dy}{dt} + ky = ki \quad \text{при } t < T,\\ &\frac{dy}{dt} + ky = 0 \quad \text{при } t > T. \end{aligned} \tag{6}$$

В уравнении (6) $k = 1/RC$, T — время собирания ионов. Уравнение (6) должно быть решено при условии $y(0) = 0$. Так как $f(t) = \frac{1}{\zeta}\,y(t)$, то $f(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} &\frac{df}{dt} + kf = \frac{ki}{\zeta} \quad \text{при } t < T,\\ &\frac{df}{dt} + kf = 0 \quad \text{при } t > T \end{aligned} \tag{6'}$$

с тем же начальным условием.

Входящий в (3) и (5) $\int\limits_0^\infty f(\tau)\,d\tau$ может быть вычислен прямой интеграцией (6') в тех же пределах. Так как $f(0) = f(\infty) = 0$, то $\int\limits_0^\infty f(\tau)\,d\tau = \frac{1}{\zeta}\int\limits_0^T i(\tau)\,d\tau = 1$, так как $\int\limits_0^T i(\tau)\,d\tau = \zeta$ (полный перенесенный заряд). Поэтому во всех случаях

$$\overline{x} = n\overline{\zeta}. \tag{3'}$$

Для вычисления $\int\limits_0^\infty f^2(\tau)\,d\tau$ нужно предварительно решить (6'), причем входящая в правую часть величина i в каждом конкретном случае может быть получена применением так называемой теоремы Шоклея—Рамо ([6])*. Простоты ради, мы будем рассматривать плоскую ионизационную камеру, так как другие, более сложные в вычислительном отношении случаи не дают ничего принципиально нового.

Кроме того, практически интересен только тот случай, когда время собирания мало по сравнению с RC, т. е. $kT \ll 1$, что позволяет оставить во всех выражениях только члены первого порядка малости относительно kT.

Пусть ионизация создается вблизи одной из пластин ионизационной камеры. Тогда в правой части (6') стоит k/T, причем время собирания $T = d/V$, где d — глубина камеры, V — скорость ионов.

В этом случае $\int\limits_0^\infty f^2(\tau)\,d\tau = \frac{k}{2}\left(1 - \frac{7}{3}\frac{kd}{V}\right)$, что приводит к

$$D(x) = \frac{n\overline{\zeta^2}\,k}{2}\left(1 - \frac{7}{3}\frac{kd}{V}\right), \tag{7}$$

$$\delta(x) = \frac{\sqrt{k\overline{\zeta^2}}}{\sqrt{2n}\,\bar{\zeta}}\sqrt{1 - \frac{7}{3}\frac{kd}{V}}. \tag{8}$$

Относительная флуктуация получается меньше, чем для камеры с пренебрежимо малым временем собирания ($T = 0$). Физически это понятно, так как ионизационная камера производит как бы усреднение за „эффективное“ время $\tau \approx RC + T$, а флуктуация естественно уменьшается при увеличении „эффективного“ времени (ср. с обычным законом Пуассона).

Если ионизация происходит посредине камеры, то уравнения для $f(t)$ остаются прежними, но только $T = d/2V$ (скорость ионов обоих знаков считается одинаковой). Поэтому

$$D(x) = \frac{nk\overline{\zeta^2}}{2}\left(1 - \frac{7}{6}\frac{kd}{V}\right), \tag{7'}$$

$$\delta(x) = \frac{\sqrt{k\overline{\zeta^2}}}{\sqrt{2n}\,\bar{\zeta}}\sqrt{1 - \frac{7}{6}\frac{kd}{V}}. \tag{8'}$$

Относительная флуктуация увеличивается, что соответствует уменьшению „эффективного“ времени.

Если ионизация по всему объему камеры равномерная, то в правой части (6') стоит $\frac{2k}{T}\left(1 - \frac{t}{T}\right)$, где $T = d/V$. В этом случае

$$D(x) = \frac{nk\overline{\zeta^2}}{2}\left(1 - \frac{44}{15}\frac{kd}{V}\right), \tag{7''}$$

$$\delta(x) = \frac{\sqrt{k\overline{\zeta^2}}}{\sqrt{2n}\,\bar{\zeta}}\sqrt{1 - \frac{44}{15}\frac{kd}{V}}. \tag{8''}$$

Таким образом, видно, что флуктуации зависят от характера распределения ионов внутри камеры. Легко видеть, что они зависят также и от соотношения между подвижностями ионов разных знаков.

* В несколько иной связи вопрос о форме импульса подробно рассмотрен Г. М. Аваькянцем.

Пусть, например, ионизация создается посредине камеры, но скорость ионов одного знака очень велика. В этом случае

$$\frac{df}{dt} + kf = \frac{k}{T} \text{ при } t < T,$$
$$\frac{df}{dt} + kf = 0 \quad \text{при } t > T, \tag{6''}$$

причем $T = d / 2V$, где V — скорость ионов другого знака и $f(0) = k / 2$.

Для $D(x)$ и $\delta(x)$ получаются значения

$$D(x) = \frac{nk\bar{\zeta}^2}{2}\left(1 - \frac{10}{6}\frac{kd}{V}\right), \tag{7'''}$$

$$\delta(x) = \frac{\sqrt{k\bar{\zeta}^2}}{\sqrt{2n}\,\zeta}\sqrt{1 - \frac{10}{6}\frac{kd}{V}}. \tag{8'''}$$

Аналогичным образом можно рассмотреть другие, более сложные случаи.

В последнее время, особенно в работах по изучению космических лучей, все чаще используют ионизационную камеру не для измерения среднего тока, а для наблюдения отдельных импульсов. В такого рода измерениях наличие статистического „фона“ камеры (например радиоактивные загрязнения стенок) может привести к искажению величины импульсов или даже к созданию „ложных“ импульсов. Математическая обработка этого вопроса значительно сложнее простого вычисления флуктуаций тока. Можно, однако, предложить иной экспериментальный метод измерения величины ионизации, свободный от статистических наложений в значительно большей мере, чем обычный метод измерения амплитуды импульса.

Для плоской ионизационной камеры ток удовлетворяет уравнению

$$\frac{dy}{dt} + ky = k\frac{Q(V_1 + V_2)}{d}, \tag{9}$$

где V_1 и V_2 — скорости ионов, Q — полный заряд внутри камеры, причем правая часть (9) не зависит от характера распределения заряда в объеме камеры.

Если в некоторый момент времени заряд внутри камеры мгновенно изменился на величину ΔQ, то ток y не испытывает скачка, а dy/dt испытывает скачок на величину $\frac{k(V_1 + V_2)}{d}\Delta Q$, т. е. пропорционально ΔQ. Таким образом, изменение наклона осциллограммы позволяет определить ионизацию, возникшую в камере.

Так как для практического измерения наклона требуется время меньшее, чем время собирания, то предлагаемый метод менее чувствителен к статистическим наложениям. По этой же причине меньше должно сказываться и влияние рекомбинации, искажающей результаты при обычном наблюдении амплитуды импульса.

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

Поступило
14 II 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] N. Campbell, Phys. Z., **11**, 826 (1910). [2] L. J. Schiff and R. D. Evans, R. S. I., **7**, 456 (1936). [3] H. A. van der Velden and P. M. Endt, Physica, **9**, 641 (1942). [4] V. Boonimovich, J. Physics, **10**, 35 (1946). [5] E. Schrödinger, Wien Ber. (II A), **128**, 177 (1919). [6] В. И. Сифоров, Ультракоротковолновые радиоприемники импульсных сигналов, 1947, гл. II.