

## ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДАТЧИКОВ МОЩНОСТИ ДОЗЫ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ

В. М. РАЗИН

(Представлена научным семинаром кафедры математических  
и счетно-решающих приборов и устройств)

В системах автоматического регулирования мощности дозы излучения бетатрона в качестве датчиков, измеряющих величину одного из основных выходных параметров бетатрона, характеризующего его производительность, используются преимущественно ионизационные камеры и фотоэлектронные умножители с сцинтилляторами или без них. Правильнее всего было бы измерять величину ускоренного заряда электронов в конце каждого цикла ускорения. В этом случае совершенно исключается влияние флуктуаций энергии электронов в момент смещения на свойства датчиков. Однако существующие способы измерения ускоренного заряда имеют ряд серьезных недостатков, препятствующих использованию этих способов для практических целей. Главное затруднение создает малая величина отношения величины полезных сигналов к уровню помех.

С другой стороны, применение ионизационных и сцинтилляционных методов оправдывается в тех случаях, когда главным фактором является ионизационная способность лучей бетатрона. В последнем случае проведение косвенных относительных измерений мощности дозы излучения выполняется достаточно просто при сравнительно малом уровне помех. Здесь лишь надо иметь в виду, что мощность дозы излучения в зависимости от энергии при одном и том же заряде ускоренных электронов изменяется пропорционально третьей степени энергии. С целью уменьшения случайных колебаний интенсивности излучения в таких условиях необходимо принимать все возможные меры для точной стабилизации уровня энергии ускоренных электронов в момент смещения.

Известно [1], что сцинтилляционные методы регистрации высокоэнергетических излучений имеют целый ряд достоинств, обусловивших широкое применение их. В частности, эти методы являются наиболее быстродействующими, практически безынерционными. Закон излучения света щелочногалоидными фосфорами после возбуждения имеет в основном экспоненциальную зависимость

$$I = I_0 e^{-\lambda t}.$$

Величина  $1/\lambda$  называется временем высвечивания.

В сцинтилляционном датчике экспоненциальный характер высвечивания дает соответствующий экспоненциальный спад тока на аноде фотоумножителя. Этот ток интегрируется емкостью с постоянной вре-

мени  $RC$ , причем напряжение на конденсаторе определяется выражением

$$V = \frac{I_0 R}{\lambda RC - 1} (e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\lambda t}). \quad (1)$$

Обычно  $RC$  выбирается большим (около сотен мксек), тогда при  $t \ll RC$

$$V \cong \frac{I_0}{\lambda C} (1 - e^{-\lambda t}).$$

Время высвечивания сцинтилляторов различных типов находится в пределах от  $10^{-9}$  до  $10^{-6}$  сек и более [1].

Если импульсы излучения бетатрона имеют большую продолжительность, порядка единиц или десятков мксек, то, выбирая малую величину постоянной времени  $RC$ , можно получить практически безынерционный датчик мощности дозы излучения, так как быстродействие самого фотоумножителя определяется временем нарастания порядка  $10^{-9}$  сек и менее. В этом случае динамические свойства сцинтилляционного датчика будут отображаться усилительным безынерционным линейным звеном. Здесь мы не затрагиваем вопрос о спектральной чувствительности рассматриваемого датчика, предполагая, что энергия излучения стабилизирована.

Интенсивность люминесценции  $I$  как функция температуры может быть определена зависимостью

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + C_1 e^{-\frac{C_2}{T}}}, \quad (2)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — константы, а  $T$  — абсолютная температура.

Наши опыты показывают, что с целью исключения влияния температуры на свойства датчика с фотоумножителем можно практиковать работу фотоумножителя без сцинтиллятора, помещая сам фотоумножитель прямо в соответствующих экранирующих устройствах непосредственно в достаточно интенсивный пучок гамма-излучения бетатрона. Проникающее жесткое гамма-излучение бетатрона в этом случае выбивает из фотокатода и динодов фотоумножителя достаточное количество электронов для образования интенсивного импульса напряжения на аноде фотоумножителя, значительно превышающего по величине уровень помех и шумов.

Существенным недостатком фотоумножителей является сильная зависимость усилительных свойств от приложенного к его электродам напряжения. Общее усиление фотоумножителя приблизительно пропорционально величине  $\sim U^\kappa$ , где  $U$  — ускоряющее напряжение между двумя динодами, а  $\kappa$  — количество динодов.

Предположим, что

$$U = U_0 \left( 1 + \frac{\Delta U}{U_0} \right),$$

где  $U_0$  — математическое ожидание величины  $U$ , а  $\Delta U$  — центрированная случайная величина, характеризующая дисперсией  $D[\Delta U]$  флуктуаций напряжения источника питания.

При  $\frac{\Delta U}{U_0} \ll 1$  имеем

$$U^\kappa \cong U_0^\kappa \left( 1 + \kappa \frac{\Delta U}{U_0} \right).$$

Следовательно, дисперсия центрированной случайной величины коэффициента усиления фотоумножителя будет в  $\kappa^2$  раз превышать, дисперсию случайных отклонений напряжения источника питания фотоумножителя от номинального значения. Так, например, при  $\kappa = 10$   $\kappa^2 = 100$ , а при  $\kappa = 14$   $\kappa^2 = 196$ , т. е. дисперсия случайных отклонений коэффициента усиления увеличивается в сотни раз по отношению к дисперсии случайных отклонений напряжения питания. Для уменьшения влияния напряжения питания на усилительные свойства фотоумножителя необходимо применять высококачественную стабилизацию.

Следует обратить внимание также и на то обстоятельство, что во многих типах фотоумножителей наблюдаются сопровождающие импульсы или так называемые постелимпульсы, следующие за основным рабочим импульсом. Амплитуда этих импульсов обычно значительно меньше амплитуды главных импульсов и они следуют после главного импульса через промежуток времени от нескольких наносекунд до микросекунд. В этом случае необходимо применить стробирование для выделения только главных рабочих импульсов. Несколько более сложная картина физических процессов наблюдается в ионизационной камере, используемой в качестве датчика мощности дозы излучения [1]. За время порядка  $10^{-7}$  сек после прохождения ионизирующей частицы через газ ионизационной камеры энергия освобожденных электронов уменьшается до нескольких электрон-вольт. Освобожденные электроны начинают дрейфовать через газ под действием приложенного электрического поля со скоростью, зависящей от величины поля, состава и давления газа. Возникающие при ионизации положительные ионы движутся значительно медленнее, чем свободные электроны. В процессе движения свободные электроны могут быть захвачены положительными ионами, т. е. возможна рекомбинация. В электроотрицательных газах электроны могут быть захвачены нейтральными атомами. В результате этого образуются отрицательные ионы, т. е. имеет место электронный захват. Отрицательные ионы могут отдавать по электрону положительным ионам, что также является рекомбинацией.

Рассмотрим подробнее работу ионизационной камеры с электронным собиранием. В такой камере ток электронов  $j$  может быть представлен как сумма двух членов

$$j = -D \operatorname{grad} n + nV, \quad (3)$$

где  $n$  — плотность электронов,  $D$  — коэффициент диффузии и  $V$  — скорость дрейфа.

В дальнейшем для упрощения расчетов будем предполагать, что система электродов ионизационной камеры является плоскопараллельной, что ионизация по всему объему между электродами изотропна, т. е. мощность дозы излучения во всех точках рабочего объема камеры одинакова и что краевыми эффектами можно пренебречь. Далее, поскольку рассматривается только электронное собирание, протекающее в короткий промежуток времени, в первом приближении будем пренебрегать потерями электронов за счет электронного захвата, рекомбинации и др. процессов. Движение высвободившихся после ионизации электронов будем полагать равномерным, с некоторой постоянной скоростью дрейфа  $V$ . Влиянием движущихся зарядов на разность потенциалов между электродами камеры можно также пренебречь в силу того, что потенциал собирающего электрода изменяется незначительно по сравнению с общим напряжением на электродах.

В указанных выше идеализированных условиях можно пренебречь составляющей тока электронов за счет диффузии и полагать, что все

образующиеся в результате ионизации электроны с постоянной дрейфовой скоростью удаляются во внешнюю электрическую цепь.

Для многих газов скорость дрейфа может быть определена зависимостью вида

$$V = f\left(\frac{E}{p}\right),$$

где

$E$  — напряженность электрического поля,  $v/cm$ ,

$p$  — давление газа,  $mm\text{ рт. ст.}$

Из приведенных в литературе [1] данных следует, что во многих отношениях для заполнения ионизационной камеры, используемой в качестве датчика излучения бетатрона, подходит такой газ, как метан. Характерным свойством метана является наличие большой скорости дрейфа (порядка  $10\text{ см/мксек}$ ) и практическое постоянство этой скорости в широком диапазоне изменения параметра  $\frac{E}{p}$  (от 1,0 до

$1,4\text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$  согласно графику рис. 8 в [1]). Для воздуха в интервале значений  $E/p$  от 1 до  $10\text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$  имеется [1] эмпирическая зависимость  $V = [0,4(E/p) + 0,9]\text{ см/мксек}$  и т. д.

Передаточная функция ионизационной камеры, как звена в системе автоматического регулирования, может быть найдена на основании следующих соображений.

Обозначим через  $S$  — площадь поперечного сечения между электродами и через  $h$  — расстояние между ними. Далее предположим, что весь объем ионизационной камеры подвергается действию ионизирующего гамма-излучения в виде импульса малой продолжительности и большой амплитуды и что в результате этого в единицу времени в каждой единице рабочего объема камеры образовался заряд

$$q = \frac{Q}{Sh},$$

где  $Q$  — общий заряд, образовавшийся в единицу времени в результате действия дельта-импульса мощности дозы излучения  $I(t)$ .

Заметим, что  $Q = F(t) S \int_{-\infty}^{+\infty} h \Delta t \delta_{\Delta}(t - \tau) = F(t) Sh$  и что

$$I(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\tau) \delta(t - \tau) \quad \text{при } -\infty < t < \infty,$$

Тогда ток во внешней цепи будет определяться соотношением

$$i(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ I_0 \left(1 - \frac{V_{(-)}}{h} t\right) & \text{при } 0 \leq t \leq \frac{h}{V_{(-)}} \\ 0 & \text{при } t > \frac{h}{V_{(-)}} \end{cases} \quad (4)$$

где  $I_0 = qSV_{(-)}$  — начальное значение тока. В дальнейшем ток линейно убывает по мере ухода электронов на анод ионизационной камеры.

Соотношение (4) представляет собой не что иное, как импульсную переходную функцию. Известно, что изображение по Лапласу от импульсной переходной функции представляет собой передаточную функцию. Пользуясь известными результатами [2], получаем выражение для передаточной функции ионизационной камеры, имеющей плоскопарал-

тельные электроды и работающей по принципу электронного собирания, в виде

$$W_n(p) = \left( \frac{V_{(-)}}{h} \right)^2 \frac{e^{-\frac{h}{V_{(-)}} p} + \frac{h}{V_{(-)}} p - 1}{p^2} Sh. \quad (5)$$

Полученная нами передаточная функция ионизационной камеры определяет связь между ионизацией в рабочем объеме и током во внешней цепи камеры.

Учет составляющей тока за счет собирания ионов может быть произведен приближенно посредством добавления в правой части выражения (5) аналогичной составляющей, но только со скоростью дрейфа ионов

$$W_n(p) = \left[ \left( \frac{V_{(-)}}{R} \right)^2 \frac{e^{-\frac{h}{V_{(-)}} p} + \frac{h}{V_{(-)}} p - 1}{p^2} + \left( \frac{V_{(+)}}{h} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{e^{-\frac{h}{V_{(+)}} p} + \frac{h}{V_{(+)}} p - 1}{p^2} \right] Sh. \quad (6)$$

Заметим, что величина скорости дрейфа ионов  $V_n$  меньше скорости дрейфа электронов  $V$  приблизительно на три порядка.

Как правило, во внешней цепи ионизационной камеры имеется активное сопротивление  $R$ , являющееся входным или сеточным сопротивлением электронного усилителя, зашунтированное емкостью  $C$  между электродами камеры, лампы и другими элементами входной цепи усилителя.

Выходной величиной в этом случае принято считать напряжение на сетке лампы первого каскада усилителя.

Передаточная функция от тока во внешней цепи ионизационной камеры к напряжению на сетке лампы первого каскада усилителя будет иметь вид

$$W_c(p) = \frac{R}{1 + pRC}. \quad (7)$$

Следовательно, полная передаточная функция от входной величины в виде мощности дозы излучения в объеме ионизационной камеры к выходной величине в виде напряжения на сопротивлении во внешней цепи камеры может быть представлена соотношением

$$W(p) = W_n(p) W_c(p) = \left[ \left( \frac{V_{(-)}}{h} \right)^2 \frac{e^{-\frac{h}{V_{(-)}} p} + \frac{h}{V_{(-)}} p - 1}{p^2} + \right. \\ \left. + \left( \frac{V_{(+)}}{h} \right)^2 \frac{e^{-\frac{h}{V_{(+)}} p} + \frac{h}{V_{(+)}} p - 1}{p^2} \right] \frac{R}{1 + pCR} \cdot Sh. \quad (8)$$

Полученное нами выражение передаточной функции ионизационной камеры, используемой в качестве датчика для измерения излучения бетатрона, является весьма сложным и громоздким. В общем виде использовать это выражение в расчетах затруднительно. В связи с изложенным представляет интерес рассмотрение некоторых характерных режимов работы ионизационной камеры, находящих практическое применение.

Рассмотрим работу ионизационной камеры с электронным собиранием малой постоянной времени  $\tau = RC$  при регистрации длительных по времени импульсов излучения от бетатрона. Конструктивные параметры такой ионизационной камеры могут быть выбраны таким образом, что время собирания электронов будет значительно меньше продолжительности импульсов излучения. В этом случае можно пренебречь второй составляющей в круглых скобках (не учитываем собирание ионов) и величиной  $pCR \ll 1$ . Кроме этого, ввиду малости величины  $-\frac{h}{V}p$  применяем разложение в ряд

$$e^{-\frac{h}{V}p} \cong 1 - \frac{h}{V}p + \frac{1}{2} \left( \frac{h}{V}p \right)^2. \quad (9)$$

На основании указанных соображений получаем

$$W(p) \cong \frac{1}{2} ShR.$$

Из полученного соотношения видно, что в рассматриваемом случае ионизационная камера с электронным собиранием по своим динамическим свойствам представляет безынерционное линейное усилительное звено. Как указывалось выше, при соответствующем конструировании скорость дрейфа электронов  $V$  не зависит или зависит слабо от давления газа и напряжения на электродах камеры. В этом случае имеется возможность использования ионизационной камеры как стабильного датчика излучения с малым уровнем помех.

В другом случае, когда продолжительность импульса излучения будет больше времени собирания электронов, но значительно меньше постоянной времени  $\tau = RC$  внешней цепи камеры (входной цепи усилителя), передаточная функция принимает вид

$$W(p) \cong \frac{RSh}{pCR} = \frac{RSh}{pT},$$

где  $T = RC$  — постоянная времени входной цепи усилителя.

Следовательно, при таком соотношении параметров датчик излучения по своим динамическим свойствам является интегрирующим звеном по отношению к процессу электронного собирания.

В заключение отметим, что полученные результаты позволяют осуществить правильный выбор конструктивных параметров датчика излучения в виде ионизационной камеры и задать соответствующие тем или иным требованиям режимы работы.

Вопросы усиления сигнала с выхода ионизационной камеры подробно рассмотрены в работе [1]. В этой же работе указаны пути минимизации влияния различного рода случайных помех флуктуационного характера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. «Приборы для регистрации ядерных излучений и их применение». Под ред. А. Снелла. Атомиздат, М., 1965.
2. Г. Деч. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа. Изд-во «Наука», М., 1965.