

нием. Так как  $Q$  реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$  составляют 2,31 Мэв, то для случая тепловых нейтронов ( $P_n \sim 0$ ) кинетическая энергия ядра отдачи  $^7\text{Li}$  имеет значение 0,84 Мэв. Это соответствует максимальному уширению  $\gamma$ -линии из-за доплер-эффекта:

$$\Delta E_0 = \frac{v}{c} E_\gamma = 15,4 \text{ кэв.}$$

Здесь  $v$  — скорость ядра отдачи,  $c$  — скорость света,  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта.

В другом крайнем случае, если  $t_\tau \ll \tau$  (распад после остановки),  $\gamma$ -лучи должны регистрироваться как монохроматические.

Для анализа промежуточного случая можно воспользоваться упрощенной моделью, предположив, что движение ядра равнозамедленно, и представив весь процесс происходящим в два этапа: испускание  $\gamma$ -кванта ядром отдачи на лету с некоторой средней скоростью

$$\bar{v} = \frac{\int_0^{t_\tau} v_0 \left(1 - \frac{t}{t_\tau}\right) e^{-\frac{t}{\tau}} dt}{\int_0^{t_\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt}$$

и испускание  $\gamma$ -кванта ядром отдачи после его остановки. При этих предположениях, аппроксимируя аппаратурную функцию гауссовой кривой

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E_\gamma - x)^2}{2\sigma^2}},$$

можно получить форму спектра в зависимости от  $t_\tau/\tau$  и  $\sigma$ .

Были проделаны численные расчеты формы спектра для различных отношений  $t_\tau/\tau$ . Экспериментальная кривая (рис. 4) близка к расчетной кривой при  $t_\tau/\tau = 5$ . Используя данные [1], для времени торможения в борной кислоте получаем значение  $7 \cdot 10^{-13}$  сек. Отсюда время жизни первого возбужденного уровня  $^7\text{Li}$  равно  $1,4 \cdot 10^{-13}$  сек, что сравнимо с наиболее точным из известных значений  $(1,06 \pm 0,14) \cdot 10^{-13}$  сек [2].

В студенческой практике эксперимент будет выполняться с использованием различных боросодержащих веществ, отличающихся временами торможения.

Авторы выражают благодарность преподавателю Л. Н. Крюковой и заведующему лабораторией Д. А. Журавлеву за большую помощь на всех этапах работы, а также Р. М. Репину за составление программы и численные расчеты на БЭСМ-6.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Nuclear Data. Tables., А5, No. 1—4, 1969.
2. Horsch F. Z. Phys., 194, 405, 1966.
3. Шпинель В. С. «Изв. АН СССР», сер. физич., 18, 63, 1954.
4. Elliot L. G., Bell R. E. Phys. Rev., 74, 1969, 1948; Phys. Rev., 76, 168, 1948.
5. Игнатенко К. И. Дипломная работа. МГУ, 1970.

Поступила в редакцию  
12.10 1972 г.

НИИЯФ

УДК 621.317.681.337

М. В. ТЕЛЬЦОВ, В. И. ШУМШУРОВ, Е. В. КОРОЛЬКО

## АНАЛИЗ СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ С ЭСР ВЫСОКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Электростатические реле (ЭСР) применяются в различных приборах для интегрирования слабых электрических токов вплоть до  $10^{-15}$  а [1, 2]. ЭСР при работе с ионизационной камерой преобразует ее ток в последовательность импульсов и с той же

последовательно регулярно восстанавливает рабочее напряжение на емкости камеры. Это позволяет упростить, автоматизировать процесс измерения и в ионизационных камерах с ЭСР измерять величину поглощенной дозы. При увеличении дозовой чувствительности камеры ЭСР регистрируют все меньшее количество электричества. Это приводит к уменьшению амплитуды импульса и, следовательно, к усложнению электронной схемы регистратора. ЭСР является ценным электрометрическим элементом приборов, однако анализ схемы его включения не проводился.

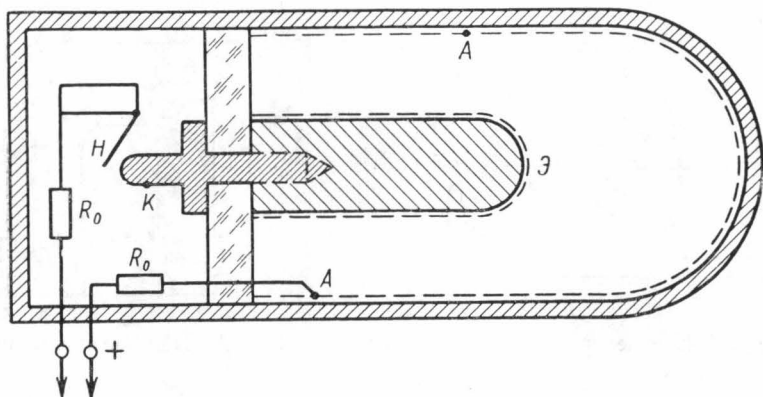


Рис. 1. Схема расположения электродов камеры и ЭСР

Для интегрирования тока ионизационной камеры [3] ЭСР включается последовательно с емкостью камеры. Аналогично включается камера с газовым разрядником, предназначенным для измерения дозы. Расположение электродов камеры и ЭСР, токов едущих частей и других элементов конструкции схематически показано на рис. 1. Отличительной особенностью конструкции является наличие распределенных электрических емкостей, образованных электродом Э, корпусом А и токоведущими частями и элементами. Так, между точками Н и А существует емкость  $C_{на}$ , которая постоянно заряжена, если камера включена. Электрическая схема камеры с ЭСР с учетом емкости  $C_{на}$  представлена на рис. 2, где  $C_{ка}$  и  $C_{нк}$  — электрическая емкость камеры и ЭСР соответственно, а  $R_0$  — ограничивающие (защитные) резисторы для снижения тока в момент включения. Величина электрической емкости камеры, как правило, мала и составляет  $1 \div 5 \cdot 10^{-12}$  Ф для разных конструкций малогабаритных камер. Во включенном состоянии, за исключением переходного процесса, напряжение  $u_{эср}$  определяется выражением

$$u_{пит} = u_k + u_{эср}, \quad (1)$$

где  $u_{пит}$  — напряжение питания схемы, а  $u_k$  — напряжение на камере. Выражение (1) выполняется с точностью до 1 мВ для токов  $I < 10^{-9}$  а и  $R_0 \sim 10^6$  ом.

В процессе работы под действием радиации емкость камеры  $C_k \approx C_{ка}$  разряжается ионизационным током, что в соответствии с (1) приводит к увеличению напряжения на емкости  $C_{эср} = C_{нк}$ , и при достижении критического значения напряжения  $u_{эср}^{кр}$  происходит срабатывание ЭСР [3], т. е. стержень ЭСР ударяет по коллектору К и отскакивает (ключ Р замыкается и размыкается). Во время касания (замыкания) напряжение на емкости  $C_{на}$  резко падает до величины  $u_k^*$ , определяемой законом сохранения заряда:

$$U_k^* = \frac{(U_{пит} - u_{эср}^{кр}) C_{ка} + u_{пит} C_{на}}{C_k^*}, \quad (2)$$

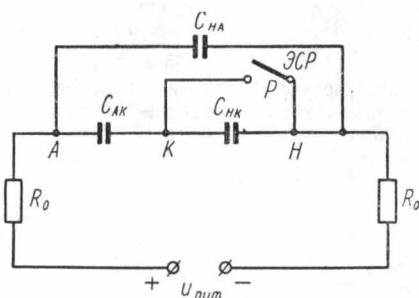


Рис. 2. Электрическая схема камеры ЭСР (без регистратора импульсов)

где  $C_K^* = C_K + C_{на}$  — суммарная емкость камеры при замкнутом ключе ЭСР. Эту стадию переходного процесса будем называть просадкой напряжения. Постоянная времени этой стадии весьма мала и составляет величину  $\tau_1 < 10^{-10}$  сек, а так как  $C_K^* < 10^{-10}$  Ф, а сопротивление контактов ключа  $\approx 1$  ом. Можно считать просадку напряжения мгновенной или «зарядово-адиабатичной» при рассмотрении процесса восстановления напряжения на  $C_K^*$ , характеризуемого величиной  $\tau_2 > 10^{-6}$  сек.

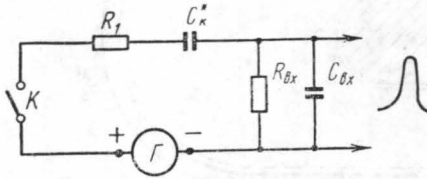


Рис. 3. Эквивалентная схема

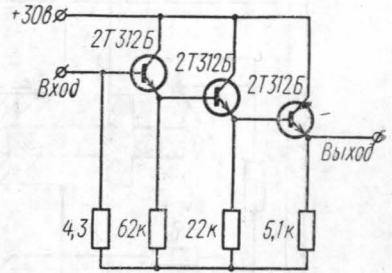


Рис. 4. Схема входного каскада

Пусть замыканию ключа  $P$  соответствует момент времени  $t=0$ . Время, необходимое для полного восстановления напряжения на емкости  $C_K^*$  до значения  $u_{пит}$ , будет составлять  $t \approx (5 \div 6) \tau_2 = (5 \div 6) 2R_0 C_K^*$ . Размыкание ключа  $P$  происходит после полного восстановления напряжения на  $C_K^*$ .

В соответствии с изложенным, для расчета формы и амплитуды импульса на входе регистратора можно воспользоваться расчетной моделью (схемой), представленной на рис. 3, причем  $E = u_{пит} - u_K^*$  — э. д. с. эквивалентного генератора  $\Gamma$ ,  $R_{вх}$  и  $C_{вх}$  — входные сопротивление и емкость регистратора импульсов,  $R_1$  — суммарное ограничивающее сопротивление. Результаты анализа переходного процесса в такой схеме приводились в работе [4]. Импульс напряжения на  $R_{вх}$  и  $C_{вх}$  описывается выражениями

$$V(t) = E \frac{2R_{э2} \alpha e^{-\alpha t}}{(R_{э1} + R_{э2}) m} \operatorname{sh} mt \quad \text{при } \alpha^2 > \omega_0^2, \quad (3)$$

где

$$R_{э1} = R_1 + R_{вх} \frac{C_{вх}}{C_K^*}, \quad L_э = R_1 R_{вх} C_{вх}, \quad R_{э2} = R_{вх}, \quad C_э = C_K^*,$$

$$m = \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}; \quad \alpha = \frac{R_{э1} + R_{э2}}{2L_э}; \quad \omega^2 = \frac{1}{L_э C_э}$$

и соответственно

$$V(t) = E \frac{2R_{э2} \alpha t}{R_{э1} + R_{э2}} e^{-\alpha t} \quad \text{при } \alpha^2 = \omega_0^2. \quad (4)$$

Амплитудное значение достигается в момент  $t = \frac{1}{\alpha}$  для случая  $\alpha^2 = \omega_0^2$  и в момент  $t = \frac{1}{2m} \ln \frac{\alpha + m}{\alpha - m}$  для  $\alpha^2 > \omega_0^2$ . Выражения (3) и (4) показывают, что входное сопротивление регистратора должно быть достаточно большим для получения импульса напряжения большой амплитуды.

На рис. 4 изображена транзисторная схема каскада, обладающего входным сопротивлением  $\sim 1$  Мом при входной емкости  $\sim 20$  пф, что позволяет получить амплитуду сигнала  $\sim 20$  в при  $E=300$  в. При конструировании аппаратуры необходимо располагать ионизационную камеру с ЭСР непосредственно около входного каскада.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шумшуров В. И. «Измерительная техника», № 10, 1971.
2. Антонова И. А., Писаренко Н. Ф., Савенко И. А., Шумшуров В. И. «Геомагнетизм и аэрономия», 4, 1964.
3. Шумшуров В. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, № 6, 1972.
4. Теумин И. И. Справочник по переходным электрическим процессам. М., 1952.

Поступила в редакцию  
15.5 1973 г.

НИИЯФ

УДК 62.501.1

А. В. ПЕРЕПЕЛИЦЫН, Ю. М. РОМАНОВСКИЙ

### НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ В МОДЕЛЯХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

В последнее время в ряде работ исследуются автоколебания, в частности квазигармонические, в химических системах [1—2]. Поле изоклин-систем дифференциальных уравнений, которые моделируют их, существенно отличается от поля изоклин обычного рассматриваемого в радиотехнике генератора Ван-дер-Поля. Это видно на примере уравнений Хиггинса 1 (рис. 1). При расчете квазигармонических колебаний встречается ряд трудностей. В частности, система последовательных приближений в методах Пуанкаре или Боголюбова замыкается не в первом, а в высших приближениях. Вместе с тем при определенных соотношениях параметров этих генераторов поведение таких систем близко к поведению генератора Ван-дер-Поля. Это может служить основанием широкого применения системы Ван-дер-Поля при моделировании автоколебательных химических реакций [3 и 2] и их синхронизации в пространстве.

Уравнения Хиггинса описывают автоколебания некоторых метаболитов  $x$  и  $y$  в системе реакции гликолиза<sup>1</sup> и имеют вид

$$\frac{dx}{dt} = 1 - xy,$$

$$\frac{dy}{dt} = p \left( xy - \frac{q+1}{q+y} y \right). \quad (1)$$

Здесь  $x(t)$  и  $y(t)$  имеют смысл безразмерных концентраций. Главные изоклины системы (1) изображены на рис. 1. Если  $\epsilon = p/(q+1) - 1$  больше нуля, то в положительном квадранте у системы будет неустойчивая особая точка  $(1,1)$  и окружающий ее единственный предельный цикл.

Если величина  $\epsilon$  будет малой, то в системе (1) колебания будут квазигармоническими. Их период будет равен  $T = 2\pi/\sqrt{q}$ . Преобразуем систему (1) к виду (2), разрешив систему (1) относительно переменной  $\eta = y - 1$  и разложив полученное уравнение по степеням  $\eta$ ,  $\eta$  до третьего порядка

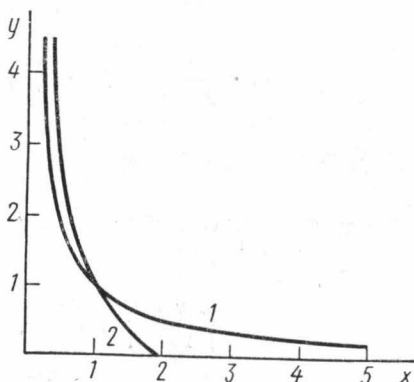


Рис. 1. Главные изоклины системы уравнений Хиггинса

<sup>1</sup> Гликолиз — биохимическая реакция окисления сахаров в отсутствие кислорода [1].