

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА $^{181}_{73}\text{Ta}$ МЕТОДОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ СОВПАДЕНИЙ

### 1. Введение

Атомные ядра в возбужденных состояниях могут образовываться в результате ядерных реакций,  $\alpha$ -,  $\beta$ - переходов, поглощения  $\gamma$ -квантов или кулоновского возбуждения. Если энергия возбуждения не превышает минимальную энергию связи нуклона,  $\alpha$ -частицы или барьера деления, то процесс девозбуждения ядра (переход в основное или возбужденные состояния с меньшей энергией) происходит путем излучения  $\gamma$ -кванта. Возбужденное ядро может также передать избыток своей энергии непосредственно одному из электронов атомной оболочки (внутренняя конверсия), а также паре электрон - позитрон, если энергия перехода  $\Delta E > 1,02 \text{ МэВ}$ .

Гамма-излучение характеризуется *мультипольностью* и *типом излучения*. Мультипольное излучение порядка  $L$  (обычно его обозначают как  $2^L$ -польное,  $L = 1$  соответствует дипольному,  $L = 2$  – квадрупольному,  $L = 3$  – октупольному излучению и т.д.; излучения с  $L = 0$  не существует из-за поперечности электромагнитных волн) уносит момент количества движения  $L\hbar$ .

Проекция  $L_z$  момента количества движения  $L$  на ось квантования  $z$ , может принимать значения  $M = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm L$ .

*Правила отбора* при  $\gamma$ -излучении связаны с выполнением законов сохранения *момента количества движения* и *четности*. Величина  $L$  и его проекция  $L_z$  при переходе ядра из состояния с моментом количества движения (спином)  $I_i$  в состояние со спином  $I_f$  подчиняются правилам отбора:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (1)$$

и

$$M = M_i - M_f \quad (2)$$

где  $M_i$  и  $M_f$  – проекции моментов начального и конечного состояний ядра на ось  $z$ .

Гамма-кванты различной мультипольности возникают в результате различных «колебаний» ядерной жидкости: *электрических* и *магнитных*. Процессы первого типа обусловлены перераспределением электрических зарядов в ядре, процессы второго типа – перераспределением спиновых и орбитальных магнитных моментов. *Тип*

излучения для данной мультипольности, электрический ( $EL$ ) или магнитный ( $ML$ ), определяется законом сохранения четности волновой функции. Для электрических переходов:

$$\pi_{\text{кванта}} = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i\pi_f = (-1)^L \quad (3)$$

и для магнитных переходов:

$$\pi_{\text{кванта}} = \Delta\pi_{\text{ядра}} = \pi_i\pi_f = (-1)^{L+1} \quad (4)$$

Здесь  $\pi_i$  и  $\pi_f$  соответственно четности начального и конечного состояний ядра. Если  $\Delta\pi = +1$ , то начальное и конечное состояния ядра имеют одну и ту же четность (переход без изменения четности),  $\Delta\pi = -1$  соответствует изменению четности. В ряде случаев радиационный переход между состояниями с моментами  $I_i$  и  $I_f$  не соответствует чистому мультипольному излучению порядка  $L = |I_i - I_f|$ , а имеет место суперпозиция излучений двух мультипольностей: наименьшей  $L = |I_i - I_f|$  и следующего порядка  $L = |I_i - I_f| + 1$ . В соответствии с правилами отбора эти излучения должны относиться к разным типам. В зависимости от изменения четности при переходе возможна смесь излучений либо  $ML + E(L + 1)$ , либо  $EL + M(L + 1)$ .

Время жизни ядра в возбужденном состоянии  $\tau = 1/\lambda$  определяется вероятностью двух процессов: радиационного (с испусканием  $\gamma$ -квантов) и безрадиационного. В соответствии с этим постоянная распада возбужденного уровня  $\lambda$  будет суммой всех парциальных постоянных распада  $\lambda_i$ :

$$\lambda = \sum \lambda_i \quad (5)$$

Время жизни состояния связано с энергетической шириной уровня  $\Gamma$  соотношением:

$$\tau = \hbar / \Gamma \quad (6)$$

Очевидно, что время жизни  $\tau$ , период полураспада  $T_{1/2}$  и постоянная распада  $\lambda$  связаны соотношениями:

$$\tau = T_{1/2} / \ln 2 = 1 / \lambda \quad (7)$$

Вероятность излучения  $\gamma$ -кванта не зависит от способа образования возбужденного состояния, а зависит только от характеристик ядерных состояний, между которыми происходит переход. Для расчета теоретических значений вероятности  $\gamma$ -переходов необходимо знание ядерных волновых функций. Используя различные модели ядра, можно получить теоретические оценки  $T_{1/2}$  [1].

Для расчета теоретических значений вероятности  $\gamma$ -переходов необходимо задаться конкретной моделью ядра. Вероятность перехо-

да  $\lambda$  в единицу времени из начального состояния, характеризующегося волновой функцией  $|i\rangle$ , в конечное состояние  $\langle f|$  пропорциональна квадрату матричного элемента перехода

$$\lambda \sim |\langle f | \hat{M}(\sigma L) | i \rangle|^2, \quad (8)$$

где  $\hat{M}$  – оператор мультипольного момента, электрического ( $EL$ ) или магнитного ( $ML$ ).

Величина матричного элемента перехода очень чувствительна к виду волновых функций. Поэтому сравнение теоретических и экспериментальных значений  $T_{1/2}$  позволяет получать важную информацию о структуре ядра. В частности, сравнение экспериментальных значений  $T_{1/2}$  с рассчитанными в предположении об одночастичной природе исследуемых ядерных состояний может служить указанием на природу возбужденных уровней. Так, «ускорение»  $E2$  перехода по сравнению с одночастичным (т.е.  $T_{1/2 \text{ эксп}} \ll T_{1/2 \text{ одноч}}$ ) свидетельствует о коллективном характере возбуждения состояния (например, ротационном). В то же время «заторможенность»  $M1$  перехода (т.е.  $T_{1/2 \text{ эксп}} \gg T_{1/2 \text{ одноч}}$ ) характерна для одночастичных и квазичастичных состояний.

В зависимости от характеристик ядерных состояний вероятности радиационных переходов между ними могут оказаться весьма различными. Соответственно этому диапазон времен жизни возбужденных состояний ядер простирается от крайне малых величин, порядка  $10^{-17} - 10^{-18}$  с, до нескольких тысяч лет. Долгоживущие возбужденные ядерные состояния носят названия *метастабильных*.

С существованием метастабильных ядерных состояний связано явление *изомерии*. Ядерные изомеры – это различные состояния одного и того же ядра, различающиеся энергией возбуждения и квантовыми характеристиками. Условием возникновения ядерной изомерии является существование вблизи основного состояния ядра возбужденного ядерного уровня, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения  $\Delta I \geq 4$ . Гамма-переход между такими уровнями затруднен, поэтому соответствующие времена жизни могут достигать нескольких часов, дней и даже лет (см. рис. 1).

Ядра-изомеры сосредоточены в определенных областях  $Z$  (или  $N$ ), образуя «острова» изомерии при значениях чисел протонов или нейтронов, близких к магическим [2].

В ряде случаев ослабление вероятности испускания  $\gamma$ -квантов объясняется более сложными структурными особенностями состоя-

ний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

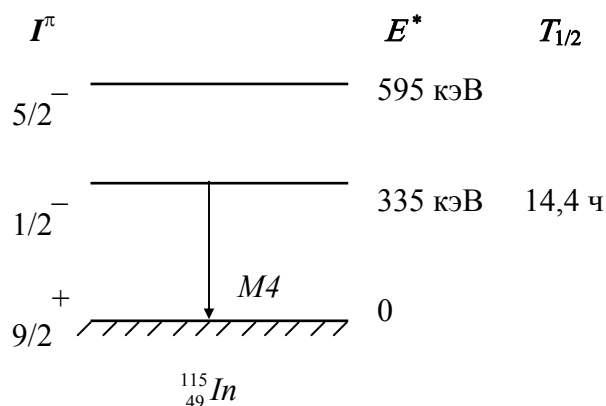


Рис. 1. Схема нижних уровней ядра  $^{115}_{49}\text{In}$ .

Переход между первым возбужденным состоянием с  $I_i^{\pi_i} = 1/2^-$  и основным  $I_i^{\pi_i} = 1/2^+$ , сопровождается испусканием излучения M4. Период полураспада первого возбужденного состояния равен 14,4 ч.

У некоторых изотопов трансурановых элементов *U*, *Pu*, *Am*, *Cm* и *Bk* есть возбужденные состояния с энергией примерно равной 2–3 МэВ, которые распадаются путем спонтанного деления ядер. Этот вид изомерии объясняется различием формы ядер в изомерном и основном состоянии и называется *делительной изомерией*.

## **2. Экспериментальные методы измерения времени жизни возбужденных ядерных состояний.**

Широкий диапазон времен жизни возбужденных состояний атомных ядер требует для их изучения применения разнообразных экспериментальных методик. Существующие методы определения времени жизни могут быть разделены на две группы: *прямые методы* измерения времени жизни возбужденных ядер и *косвенные*, основанные на измерении вероятностей различных процессов, приводящих к возбуждению ядра.

К первой группе относятся:

- а) непосредственное измерение спада активности излучения со временем ( $T_{1/2} > 1$  с);
  - б) методы, основанные на наблюдении распада возбужденных состояний в ядрах отдачи ( $T_{1/2} \sim 10^{-7} \div 10^{-14}$  с) (доплеровские методы);
  - в) метод запаздывающих совпадений ( $T_{1/2} \sim 10^{-4} \div 10^{-11}$  с);
  - г) метод, основанный на эффекте «теней» ( $T_{1/2} \sim 10^{-14} \div 10^{-19}$  с)
- и др.

Во вторую группу входят:

- а) метод резонансной флуоресценции  $\gamma$ -квантов (резонансное поглощение и рассеяние) ( $T_{1/2} \sim 10^{-7} \div 10^{-17}$  с);
- б) метод возбуждения ядер кулоновским полем тяжелых заряженных частиц ( $T_{1/2} \sim 10^{-8} \div 10^{-13}$  с);
- в) метод возбуждения ядер кулоновским полем быстрых электронов ( $T_{1/2} \sim 10^{-10} \div 10^{-14}$  с).

Метод запаздывающих совпадений [1 – 5] охватывает весьма широкий диапазон ( $T_{1/2} \sim 10^{-4} \div 10^{-11}$  с) и является прямым и универсальным; он имеет много вариантов реализации. Однако, общим во всех вариантах является измерение временной задержки между двумя последовательными актами излучения, из которых первый соответствует моменту образования возбужденного состояния (например,  $\beta$ -частица), а второй – моменту его распада (например,  $\gamma$ -квант).

В данной задаче определяется время жизни метастабильного состояния  $^{181}_{73}\text{Ta}$  (рис. 2) методом запаздывающих совпадений.

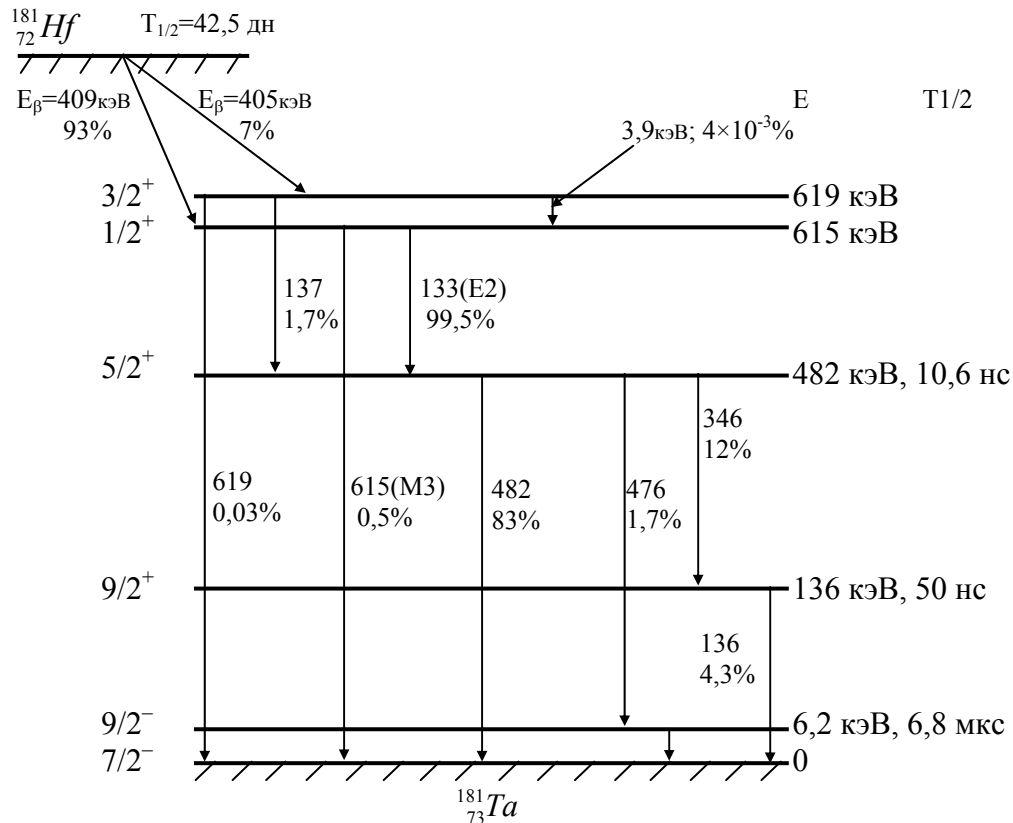


Рис. 2. Схема распада  $^{181}_{72}\text{Hf}$  (приведены только основные  $\gamma$ -переходы)

### 3. Метод запаздывающих совпадений

Прежде чем описать метод запаздывающих совпадений напомним основные моменты общей схемы метода совпадений. Во всех случаях предполагается наличие двух детекторов излучений и схемы совпадений.

Схема совпадений характеризуется *разрешающим временем*  $2\tau_p$ , в интервале которого регистрируются не только истинные совпадения импульсов от первого и второго детекторов, но и случайные, генетически не связанные между собой. Таким образом, полное число импульсов совпадений  $N_{\text{полное}}$  состоит из истинных совпадений  $N_{\text{ист.}}$  и случайных  $N_{\text{сл.}}$ :

$$N_{\text{полное}} = N_{\text{ист.}} + N_{\text{сл.}} \quad (10)$$

Число случайных совпадений определяется *загрузками* (скоростями счета) детектора 1 –  $N_1$  и детектора 2 –  $N_2$  :

$$N_{\text{сл.}} = 2 \tau_p N_1 N_2. \quad (11)$$

В свою очередь  $N_1$  и  $N_2$  зависят от активности  $N_0$  исследуемого источника, эффективности  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  детекторов и телесных углов  $\omega_1$  и  $\omega_2$  :

$$\begin{aligned} N_1 &= N_0 \varepsilon_1 \omega_1 \\ N_2 &= N_0 \varepsilon_2 \omega_2 \end{aligned} \quad (12)$$

Если считать, что излучение происходит изотропно, получим соотношение:

$$\frac{N_{\text{ист.}}}{N_{\text{сл.}}} = \frac{1}{2\tau_p N_0} \quad (13)$$

Отсюда видно, что для благоприятного случая – малая доля случайных совпадений, желательно малое разрешающее время  $2\tau_p$ . Из формулы также видно, что активность препарата  $N_0$  ограничена сверху (соотношение  $N_{\text{ист.}}/N_{\text{сл.}}$  ухудшается).

Рассмотрим теперь подробнее *метод запаздывающих совпадений* для измерения времени жизни ядра, образующегося после  $\beta$ -распада.

Пусть мы имеем схему распада, в которой  $\beta$ -распад ядра  $A$  приводит к заселению возбужденного состояния  $B'$  ядра  $B$ . Данное возбужденное состояние распадается по радиационному каналу в основное со средним временем жизни  $\tau$ , которое мы хотим измерить. Зависимость числа регистрируемых совпадений  $N_{\text{совп.}}$  от  $t$ , имеет вид

$\sim \exp(-t/\tau)$ . При этом применение метода не представляет сложности до тех пор, пока разрешающее время может быть сделано много меньшим измеряемого среднего времени жизни.

Важную роль играет корректный учет случайных совпадений. Очевидно, что при временах  $t$ , много больших времени жизни, будут регистрироваться только случайные совпадения. На этом основан один из методов учета случайных совпадений

В современных установках вместо схем совпадения и линий задержки применяют многоканальные системы с преобразователем временных интервалов между сигналами «Старт» и «Стоп» в амплитуду. С помощью такого устройства осуществляется преобразование временного интервала  $t$  между моментами регистрации ( $\beta$ - $\gamma$ )-событий в импульсы напряжения, амплитуды которых пропорциональны  $t$ . С выхода преобразователя импульсы поступают на вход многоканального анализатора. Таким образом, амплитудное распределение импульсов отражает временное распределение всех импульсов совпадений. Примерный вид такого распределения приведен на рисунке 3.

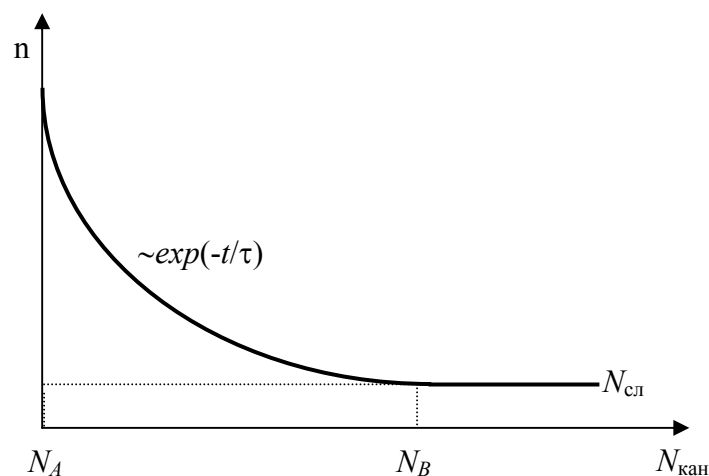


Рис. 3. Временное распределение запаздывающих совпадений.

Экспоненциальный спад определяется распадом промежуточного состояния  $e^{-t/\tau}$ . Горизонтальный участок распределения обусловлен фоном случайных совпадений, не зависящим от величины интервала, т.е. от номера канала. На интервале времени  $\{N_A, N_B\}$  имеются и случайные и истинные совпадения. Совпадения вне этого интервала – только случайные.

#### 4. Описание установки

Функциональная схема измерительной установки представлена на рисунке 4. На этой схеме стрелками показано направление передачи сигналов (от выхода одного электронного блока к входу следующего). *Источник  $\beta$ - $\gamma$ -излучений*, расположенный между  $\beta$ -детектором и  $\gamma$ -детектором, высажен на алюминиевую фольгу толщиной 7 мкм. Для регулировки загрузок регистрирующих трактов предусмотрена возможность изменения расстояния от детекторов до источника. Детектором электронов служит пластиковый сцинтиллятор с фотоэлектронным умножителем. Толщина пластика для детектирования  $\beta$ -частиц выбрана так, чтобы в нем укладывалась лишь их длина пробега; при этом эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов будет мала. Входное окно  $\beta$ -детектора имеет эффективную толщину, вызывающую малые потери энергии электронов. Гамма-кванты регистрируются сцинтиллятором из *NaI(Tl)*.

Регистрируется распределение интервалов времени между последовательными событиями: вылет  $\beta$ -частиц, который соответствует моменту заселения исследуемого состояния, и вылет сопутствующих им  $\gamma$ -квантов, который соответствует моменту распада этого состояния. В данной работе используется метод преобразования интервалов времени в амплитуду с последующим амплитудным многоканальным анализом. Импульсы  $\beta$ -тракта поступают на вход «Старт», а импульсы  $\gamma$ -тракта – на вход «Стоп» *время-амплитудного преобразователя* (ВАП); амплитуда импульсов на выходе ВАП пропорциональна интервалу времени между сигналами «Старт» и «Стоп» (см. рис. 5).

Поскольку в амплитудном распределении импульсов в  $\beta$ - и  $\gamma$ -трактах имеется большое число сигналов, заведомо не участвующих в образовании изучаемого распределения запаздывающих совпадений, тракты содержат *амплитудные дискриминаторы*, с помощью которых можно отфильтровать «полезные» импульсы. При регистрации амплитудного распределения импульсов в трактах сигналы с выходов усилителей подаются непосредственно на вход *амплитудно-цифрового преобразователя* (АЦП). При этом имеется возможность с помощью дискриминатора управлять работой АЦП (по входу «Управление АЦП») таким образом, чтобы в амплитудном распределении регистрировались только те импульсы, которые имеют амплитуду выше порога дискриминатора, что позволяет по амплитудному распределению подобрать необходимый порог дискриминации. Для согласования электрических параметров выходных сиг-



налов дискриминаторов с требованиями входа «Управление АЦП» используется *формирователь сигналов управления* (ФСУ).

Для *градуировки* спектрометра по времени (получение соответствия время-канал) имеется *синтезатор «точных» интервалов времени* (СТИ) с кварцевой синхронизацией. Он вырабатывает последовательно четыре пары импульсов «Старт» и «Стоп»; интервалы времени между импульсами каждой пары равны  $20 \pm 10^{-3}$ ,  $40 \pm 10^{-3}$ ,  $60 \pm 10^{-3}$  и  $80 \pm 10^{-3}$  микросекунд.

На рисунках 6 ÷ 9 показаны схемы соединений блоков в различных режимах измерений; при этом «жирной» линией показано обязательное в данном режиме соединение, а «висячие» стрелки обозначают разомкнутые связи (отсоединенные кабели). Необходимая коммутация кабелей выполняется вручную.

Примерный порядок выполнения работы следующий:

1) зарегистрировать *амплитудное распределение  $\beta$ -излучения* и выбрать порог дискриминатора  $D_\beta$  – схема рис. 6; предварительно, с помощью поглотителей из алюминия, нужно определить левую границу регистрации  $\beta$ -спектра;

2) зарегистрировать *амплитудное распределение  $\gamma$ -излучения* и выбрать порог дискриминатора  $D_\gamma$  – схема рис. 7;

3) зарегистрировать *временное распределение* (запаздывающих совпадений) – схема рис. 8;

4) зарегистрировать *метки времени* – схема рис. 9.

*Математическая обработка* распределения запаздывающих совпадений выполняется с помощью программ, включенных в математическое обеспечение спектрометра, в следующем порядке (см. Приложение «Команды лабораторной работы № 20»):

1) выполняется *градуировка по времени*;

2) по гистограмме временного распределения указываются *границы*, в пределах которых это распределение будет обработано и выполняется переход к *режиму обработки временного распределения*.

3) по гистограмме указываются границы *фона случайных совпадений*; с помощью специальных команд вычисляется и вычитается фон и логарифмируется оставшееся распределение.

4) на логарифмическом распределении указываются границы, в которых будет проведена *аппроксимирующая прямая* и подается соответствующая команда; в качестве результата будут выведены значения  $\tau$  и  $T_{1/2}$ .

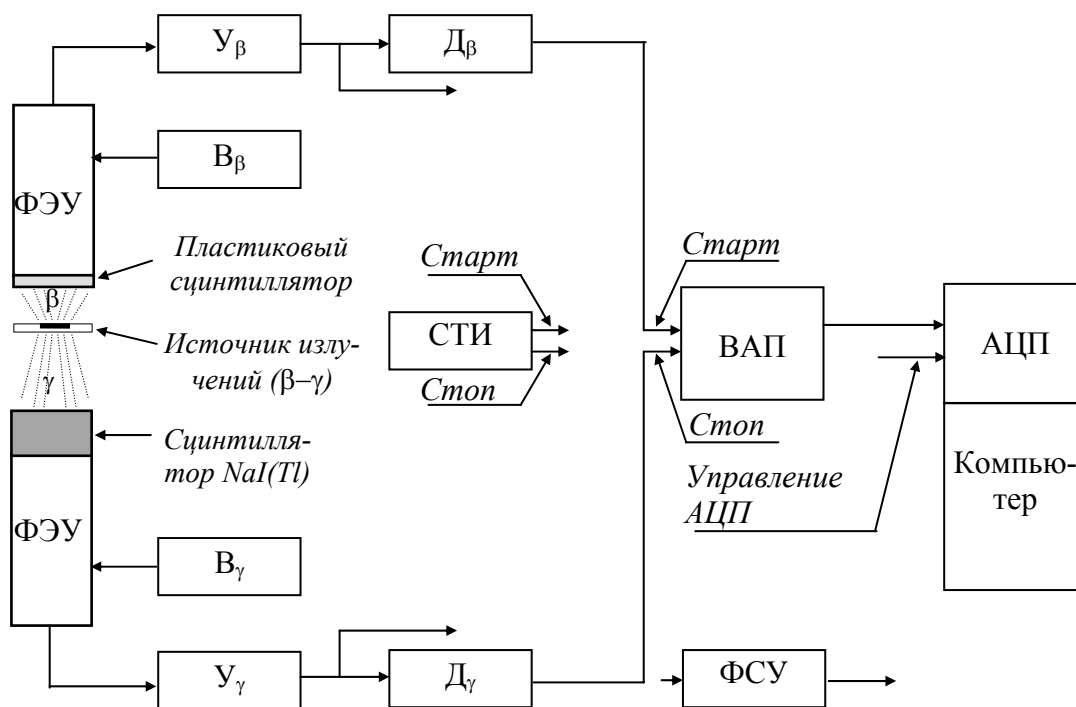


Рис. 4. Функциональная схема спектрометра.

<p>ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;</p> <p><math>У_{\beta}</math> и <math>У_{\gamma}</math> – усилители <math>\beta</math>- и <math>\gamma</math>-спектрометрических трактов;</p> <p><math>В_{\beta}</math> и <math>В_{\gamma}</math> – высоковольтные источники питания ФЭУ;</p> <p><math>Д_{\beta}</math> и <math>Д_{\gamma}</math> – дискриминаторы;</p>	<p>СТИ – синтезатор «точных» интервалов времени;</p> <p>ВАП – время-амплитудный преобразователь;</p> <p>ФСУ – Формирователь сигналов управления;</p> <p>АЦП – Амплитудно-цифровой преобразователь.</p>
--	--

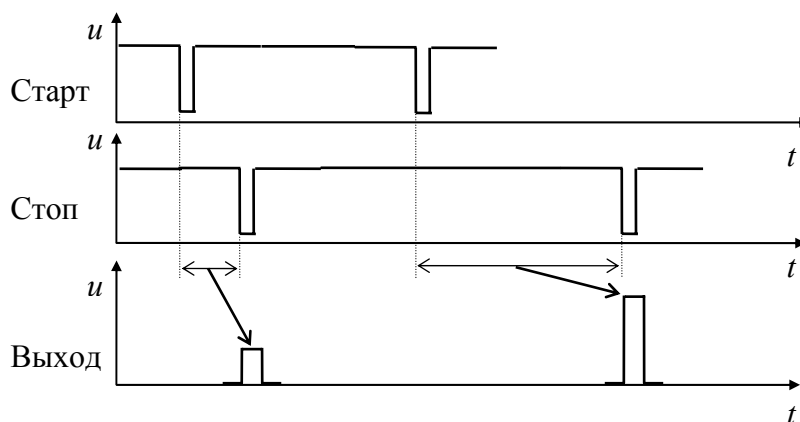


Рис. 5. Сигналы на входах и выходе ВАП.

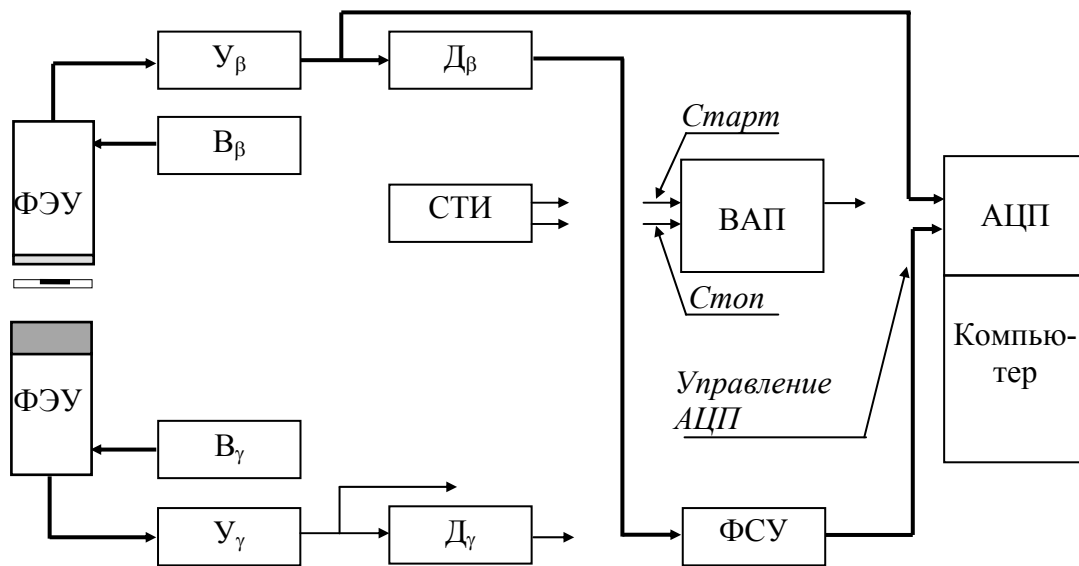


Рис. 6. Режим регистрации амплитудного распределения и выбора порога  $\beta$ -излучений.

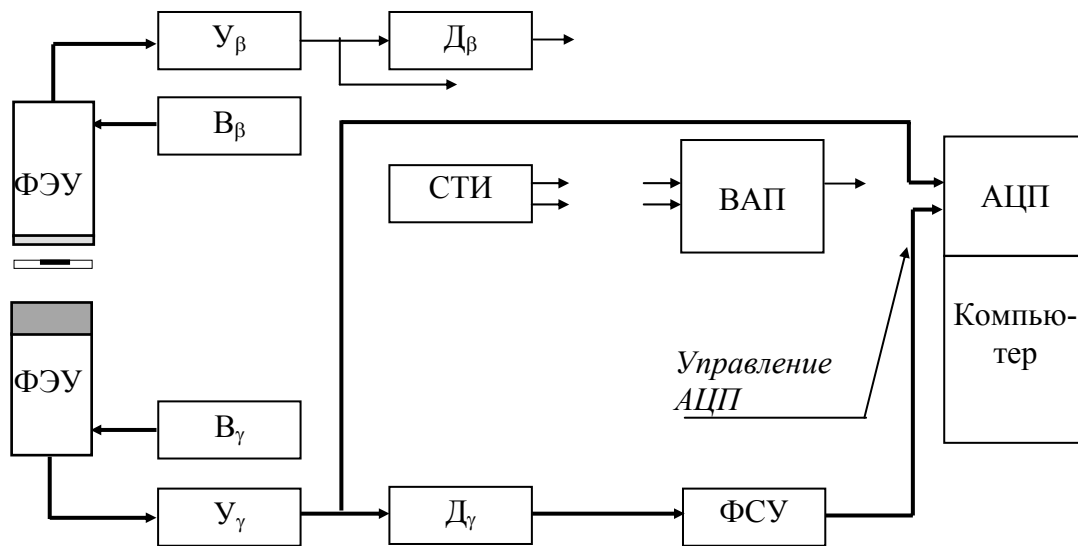


Рис. 7. Режим регистрации амплитудного распределения и выбора порога  $\gamma$ -излучений.

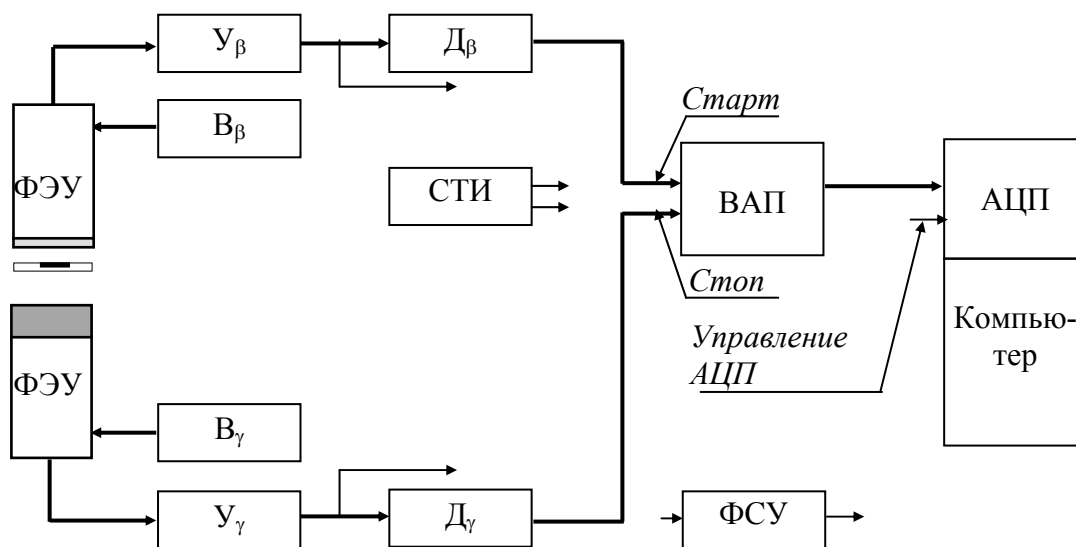


Рис. 8. Режим регистрации распределения по времени (запаздывающих совпадений).

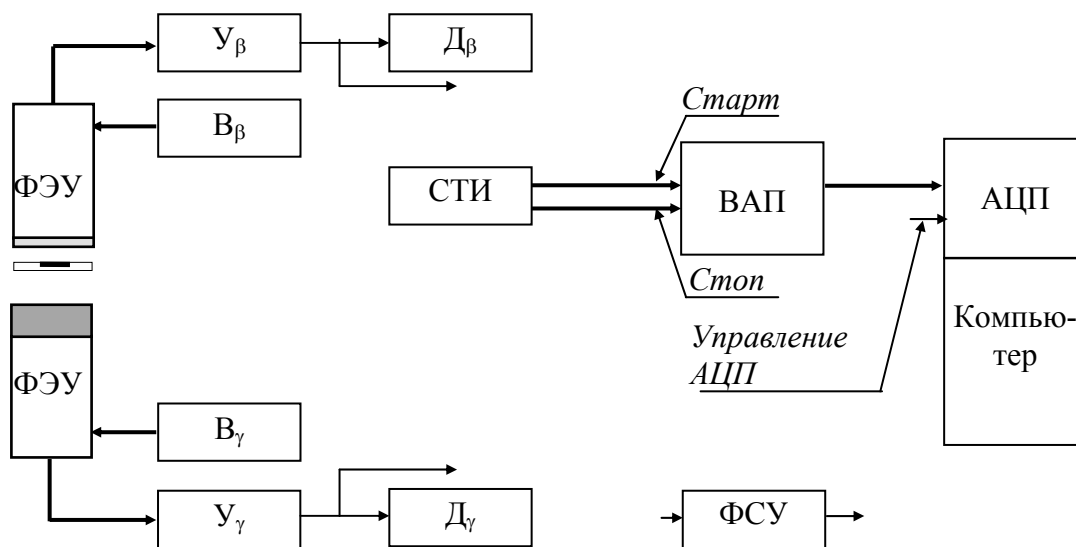


Рис. 9. Режим регистрации меток времени.

## 5. Упражнения

Измеряем время жизни уровня 615 кэВ  $^{181}_{73}\text{Ta}$ , возбуждаемого при  $\beta$ -распаде  $^{181}_{72}\text{Hf}$  (см. схему распада на рис. 2).

1) Зарегистрировать  $\beta$ -спектр. Оценить вклад фона, не связанного с  $\beta$ -спектром. Для этого выполнить измерения с алюминиевым фильтром, задерживающим  $\beta$ -частицы. Предварительно рассчитать необходимую толщину фильтра из алюминия [6, стр. 31 - 34, гл. 1].

2) Зарегистрировать спектрометром с NaI(Tl)  $\gamma$ -спектр. Найти хорошо видимые наиболее интенсивные линии спектра 133 (+ 136 + 137) кэВ, 345 кэВ, 482 кэВ. Их интенсивности, соответственно равны 92 % (+ 6 % + 2 %), 14 %, 85 %.

При идентификации линий в спектре надо иметь в виду, что в спектре может быть зарегистрировано рентгеновское излучение, принадлежащее танталу.

3) Выставить пороги регистрации в  $\beta$ - и  $\gamma$ -каналах.

4) Воспользовавшись схемой распада (рис. 2), установить, какие запаздывающие совпадения должны наблюдаться (должны ли быть мгновенные совпадения?).

5) Проверить, есть ли гамма-гамма совпадения, измерив спектр запаздывающих совпадений с фильтром, отсекающим  $\beta$ -частицы.

6) Провести измерения с генератором для проведения градуировки канал-время (в микросекундах). Получить цену одного канала (в микросекундах).

7) Измерить спектр запаздывающих совпадений. При этом контролировать загрузки бета- и гамма-трактов.

8) Оценить число случайных совпадений:

а) по загрузкам бета- и гамма-трактов,

в) по спектру запаздывающих совпадений при  $T_3 \gg \tau$ .

9) Определить вклад мгновенных совпадений.

10) Вычислить  $\tau$  по кривой запаздывающих совпадений.

### Вопросы для подготовки

1) Как оценить число случайных совпадений во временном спектре?

2) Оценить толщину (минимальную) алюминиевой пластинки, поглощающей  $\beta$ -излучение от источника  $^{181}_{72}\text{Hf}$ . Как ослабляется при этом поток  $\gamma$ -квантов с энергиями 136, 345 и 482 кэВ?

3) Как в измеряемом распределении проявляются «мгновенные» совпадения?

### Контрольные вопросы

- 1) Чем отличаются основные состояния стабильных ядер от возбужденных состояний? Какова связь между полной шириной уровня и парциальными ширинами?
- 2) Какие существуют способы возбуждения ядерных состояний?
- 3) Чем отличается магнитное мультипольное  $\gamma$ -излучение от электрического? Как определить тип и мультипольность  $\gamma$ -излучения?
- 4) В чем состоит явление ядерной изомерии? Привести примеры ядер с изомерными состояниями.
- 5) Что такое среднее время жизни (период полураспада) возбужденного состояния ядра? Какова связь между шириной уровня и средним временем его жизни?
- 6) Какую информацию о структуре ядерного состояния можно получить из экспериментальной величины  $\tau$ ?
- 7) Какие существуют методы определения времени жизни ядерных состояний?
- 8) В чем состоит принцип метода запаздывающих совпадений?
- 9) В результате какого процесса источник  $^{181}_{72}\text{Hf}$  может испускать рентгеновское излучение и какова его энергия?

### **Литература.**

1. Гамма-лучи. Под ред. Л. А. Слива. -М. Изд-во АН СССР. 1961, гл. I, п. 1, 2, гл. III, п. 2.
2. Натаф Р. Модели ядер и ядерная спектрометрия. -М. Мир, 1968.
3. Берлович Э.Е., Василенко С.С., Новиков Ю.Н. Времена жизни возбужденных состояний ядер. Л.: Наука, 1972.
4. Сомиков А.В. Амплитудные анализаторы в ядерной физике. Учебное пособие. М.: Изд-во Московского ун-та. 1974.
5. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз. 1973.
6. Бета- и гамма- спектроскопия. Под редакцией Зигбан К., М.: Физматгиз 1959. Стр. 31 - 34, гл.1.
7. Данилевич В.В., Чернявский А.Ф. Временные измерения в физическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1984.