



**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА**

**Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, С.Ю. Платонов,  
А.В. Сомиков, А.В. Спасский, Д.Б. Чопорняк**

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19  
ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ  
ЯДРА  $^{181}\text{Ta}$  МЕТОДОМ  $\gamma$ - $\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ**



**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА  
ЛАБОРАТОРИЯ СПЕЦИАЛЬНОГО ПРАКТИКУМА  
Кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений

**Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, С.Ю. Платонов, А.В. Сомиков,  
А.В. Спасский, Д.Б. Чопорняк**

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19  
«ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ ЯДРА  $^{181}\text{Ta}$   
МЕТОДОМ  $\gamma$ - $\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ»**

**Учебно-методическое пособие  
для студентов ОЯФ**

Москва  
«Университетская книга»  
2015

УДК 539.1  
ББК 22.38я73  
Е70

**Авторы:**

Еременко Д.О., Кузаков К.А., Платонов С.Ю., Сомиков А.В., Спасский А.В.,  
Чопорняк Д.Б.

**Еременко Д.О. и др.**

Е70 Лабораторная работа № 19. Исследование схемы уровней ядра  $^{181}\text{Ta}$  методом  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений / Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, С.Ю. Платонов, А.В. Сомиков, А.В. Спасский, Д.Б. Чопорняк. – М. : Университетская книга, 2015. – 25 с.: табл., ил. – ISBN

Пособие представляет собой описание лабораторной работы, выполняемой студентами Отделения ядерной физики физического факультета МГУ в рамках Специального ядерного практикума.

УДК 539.1  
ББК 22.38я73

© МГУ, 2015  
© НИИЯФ МГУ, 2015  
© Коллектив авторов, 2015

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19

### ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ ЯДРА $^{181}\text{Ta}$ МЕТОДОМ $\gamma$ - $\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ

#### 1. Введение

Важные сведения о характере взаимодействия нуклонов в ядре дает изучение возбужденных состояний ядер. Общим свойством всех возбужденных состояний ядра является их квазистационарность, связанная с возможностью распада в другое, энергетически более выгодное состояние.

Задачей экспериментального изучения возбужденных состояний ядра является определение энергии возбуждения, времени жизни, спина и других характеристик.

Одной из причин возникновения возбужденных состояний ядер является  $\beta$ -распад, в котором конечное ядро, как правило, образуется в основном или возбужденном состояниях. Возбуждение обычно снимается путем испускания гамма-квантов или электронов внутренней конверсии. Исследуя  $\beta$ -спектры, спектры  $\gamma$ -квантов и электронов внутренней конверсии, можно получить сведения об уровнях ядер.

К основным характеристикам гамма-излучения относится *мультипольность* и *тип излучения* [1,2]. Мультипольное излучение порядка  $L$  уносит момент количества движения  $L\hbar$  (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).

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 *пространственной 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» ядерного вещества: *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 наиболее вероятных 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  $EL + M(L + 1)$ .

Вероятность переходов высших мультипольностей при распадах в ядрах всегда подавлена. Постоянная распада  $\lambda$  и его период полураспада  $T_{1/2}$  связаны с мультипольностью перехода  $L$  и его энергии  $E$  следующим образом:

$$\lambda = (T_{1/2})^{-1} \sim (E)^{2L} \quad \text{для электрических и}$$

$$\lambda = (T_{1/2})^{-1} \sim (E)^{2(L+1)} \quad \text{для магнитных мультипольных переходов.}$$

Если спин начального и конечного ядра не равны нулю, то излучение будет состоять из нескольких мультиполей, причем основной вклад будут давать наиболее разрешенные мультиполи (низших порядков – дипольные, квадрупольные и т.д.).

Энергетические спектры излучений измеряются спектрометрами различных типов. Однако даже при использовании спектрометров с хорошим разрешением точность определения энергии излучений такова, что при большом количестве линий в спектре однозначные выводы о схеме уровней часто сделать практически невозможно. В этом случае для нахождения уровней и способа их распада необходимы дополнительные экспериментальные данные, полученные из независимых исследований. Во многих случаях эти данные могут быть получены с помощью метода совпадений [3,4,5].

## 2. Метод совпадений

Метод совпадений или, имея в виду более общий подход – метод измерения временных интервалов, широко применяется в различных областях экспериментальной физики.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением только двойных совпадений. В этом случае основным электронным элементом экспериментальной установки является *схема совпадений* (СС) – устройство, имеющее два входа и один выход. На выходе СС импульс появляется только в том случае, когда на оба входа СС поступают электрические импульсы одновременно – с точностью до некоторой

величины  $\tau_p$ , называемой *разрешающим временем*. Другими словами, если два входных импульса приходят с временным сдвигом, меньшим  $\tau_p$ , на выходе СС появляется импульс.

Величина разрешающего времени определяется как параметрами самой схемы совпадений, так и, во многих случаях, характеристиками используемых в эксперименте детекторов. Дело в том, что время появления электрического импульса на выходе детектирующей системы после совершения события (например, попадания в детектор испускаемого ядром  $\gamma$ -кванта) не является величиной постоянной, а испытывает статистические флуктуации. Следовательно, если разрешающее время схемы совпадений будет меньше, чем эти временные флуктуации, то часть событий, совпадающих во времени, не будет зарегистрирована как *совпадающие*. Важно также иметь в виду, что времена прохождения сигналов по спектрометрическим трактам на входы СС могут быть различными из-за расхождения временных параметров этих трактов. Для компенсации этой разницы в одну из входных цепей включают *линию задержки*. Очевидно, что, если время задержки в одной из цепей будет больше, чем в другой на величину большую  $\tau_p$ , то на выходе СС не будет сигналов, соответствующих одновременным импульсам. В этом случае на выходе СС

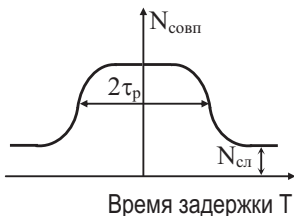


Рис.1. Зависимость числа совпадений от величины задержки.

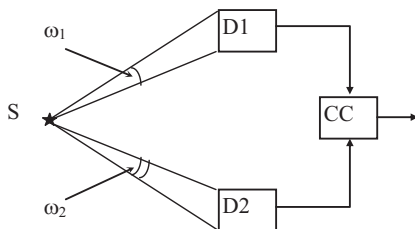


Рис.2. Схема установки двойных совпадений: S – радиоактивный источник, D1 и D2 – детекторы, СС – схема совпадений.

будут лишь сигналы от импульсов случайно попавших в интервал  $\tau_p$  (Рис. 1).

Получим некоторые соотношения, важные при регистрации совпадений для случая, когда радиоактивный источник содержит ядра, распадающиеся лишь с испусканием двух частиц ( $\gamma$ -квантов) при каждом распаде. В этом случае нужны два детектора и СС (см. Рис. 2). Если детектор  $D_1$  регистрирует с эффективностью  $\varepsilon_1$  излучение 1, испускаемое в телесном угле  $\omega_1$ , а детектор  $D_2$  регистрирует с эффективностью  $\varepsilon_2$  излучение 2 в телесном угле  $\omega_2$ , то числа частиц  $N_1$  и  $N_2$ , зарегистрированные детекторами  $D_1$  и  $D_2$ , будут соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N_0 \omega_1 \varepsilon_1 \\ N_2 &= N_0 \omega_2 \varepsilon_2 \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где  $N_0$  – число распадов в единицу времени (активность).

Эти соотношения очевидны, если обратить внимание на то, что  $\omega_1\varepsilon_1$  (и соответственно  $\omega_2\varepsilon_2$ ) – есть **вероятность регистрации** излучения 1 (или соответственно 2). Число совпадений  $N_{1,2}$  в единицу времени (для изотропных угловых распределений) будет равно<sup>\*</sup>

$$N_{1,2} = N_0\omega_1\varepsilon_1\omega_2\varepsilon_2. \quad (6)$$

Это соотношение имеет простой смысл. Совпадение – сложное событие, вероятность которого есть произведение вероятностей двух событий: регистрации  $\gamma$ -кванта счетчиком  $D_1$  – ( $\omega_1\varepsilon_1$ ) и регистрации  $\gamma$ -кванта счетчиком  $D_2$  – ( $\omega_2\varepsilon_2$ ). Вероятность **случайного** попадания двух импульсов в интервал  $\tau_p$  может быть найдена из соотношения:

$$N_{сл} = 2\tau_p N_1 N_2. \quad (7)$$

В эксперименте всегда измеряется **полное число совпадений**

$$N_{полн} = N_{1,2} + N_{сл}.$$

Для уменьшения погрешности измерения числа **истинных совпадений**  $N_{1,2}$  желательно, чтобы доля  $N_{сл}$  в  $N_{полн}$  была не очень велика. Используя формулы (6) и (7), найдем отношение числа истинных совпадений к числу случайных:

$$\frac{N_{1,2}}{N_{сл}} = \frac{N_0\omega_1\omega_2\varepsilon_1\varepsilon_2}{2\tau_p N_0^2\omega_1\varepsilon_1\omega_2\varepsilon_2} = \frac{1}{2\tau_p N_0}. \quad (8)$$

Видно, что при заданном отношении  $N_{1,2}/N_{сл}$  максимальное значение  $N_0$  определяется **разрешающим временем** схемы совпадений  $\tau_p$ .

Существует несколько **методов определения числа случайных совпадений**. Наиболее часто используются два метода.

**Первый метод** состоит в том, что в один из каналов схемы совпадений вводится достаточно большая временная задержка ( $t_3 > \tau_p$ ). Если в отсутствие задержки мы измеряем  $N_{1,2} + N_{сл}$ , то при введенной задержке истинных совпадений не будет, и мы будем измерять лишь  $N_{сл}$  (см. Рис. 1). Разность этих величин дает число истинных совпадений. Однако использование этого метода предполагает проведение **многократных измерений**, что не всегда удобно.

**Второй метод** состоит в вычислении числа случайных совпадений по формуле (7). Применение второго метода требует точного знания разрешающего времени. Кроме этого, необходимо, чтобы разрешающее время не зависело от энергии регистрируемых частиц.

---

<sup>\*</sup> При регистрации совпадений каскадных излучений в формулу (6) в качестве множителя входит функция угловой корреляции  $W(\theta)$ .

И тот и другой методы требуют, чтобы разрешающее время оставалось **постоянным** во время эксперимента, причем, чем больше доля случайных совпадений, тем требования к постоянству разрешающего времени выше.

Кроме **истинных** и **случайных** совпадений могут регистрироваться совпадения, которые можно назвать **фоновыми**. Фоновыми мы называем истинные совпадения, не связанные с изучаемым процессом. Например, при регистрации  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений квант  $\gamma_1$  попадает в детектор  $D_1$  и регистрируется в результате эффекта Комптона, а рассеянный квант попадает в детектор  $D_2$  и тоже регистрируется. Если счетчики расположены близко, то вероятность такого эффекта может быть велика. Фоновые совпадения возникают также, если гамма-кванты с энергией  $E_\gamma > 1,022$  МэВ (порог образования пар) регистрируются первым детектором, а испускаемые в результате аннигиляции позитрона – вторым. Роль таких совпадений может быть уменьшена путем **увеличения расстояния между детекторами**.

Как правило, радиоактивный источник или мишень, облучаемая пучком заряженных частиц,  $\gamma$ -квантов, нейтронов и т.п., испускают вторичные излучения разных типов и энергий. В этом случае для реализации метода совпадений должны использоваться дополнительные средства отбора частиц определенного сорта и определенной энергии. Например, для изучения сложных спектров  $\gamma$ -квантов при наличии  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадения необходимо использовать спектрометры, позволяющие выделять  $\gamma$ -кванты определенной энергии. В этих случаях могут использоваться сцинтилляционные (например, NaI(Tl)) или полупроводниковые (HrGe или Ge(Li)) детекторы, имеющие высокую эффективность регистрации и хорошее энергетическое разрешение. Причем измеряются, как правило, не число совпадений квантов с определенными энергиями, а целый энергетический спектр совпадений с разными временными сдвигами, или даже некоторое двумерное распределение  $N_{совп}(E_1, E_2)$ .

В ядрах с  $A > 100$  **характеристическое рентгеновское излучение** имеет энергию, сравнимую с энергией ядерных  $\gamma$ -квантов и поэтому может быть зарегистрировано вместе с ядерным  $\gamma$ -излучением.

Как известно, наряду с испусканием  $\gamma$ -квантов при высвечивании возбужденных состояний ядра происходит процесс внутренней конверсии. Так как в результате внутренней конверсии образуется вакансия в атомной оболочке (чаще всего в К-оболочке), то при заполнении этой вакансии атом испускает характеристическое рентгеновское излучение. Так как процесс перестройки атомной оболочки происходит за время существенно меньшее, чем разрешающее время схемы совпадений, то рентгеновское излучение и  $\gamma$ -кванты будут давать совпадения.

В наиболее простом случае, когда имеется единственный  $\gamma$ -переход, интенсивности соответствующих  $\gamma$ -квантов и квантов характеристического рентгеновского излучения связаны простым соотношением:

$$N_x = N_\gamma \alpha_K \omega_x, \quad (9)$$



где  $N_x$  и  $N_\gamma$  - число зарегистрированных в единицу времени рентгеновских и  $\gamma$ -квантов соответственно,  $\alpha_K$  - коэффициент внутренней конверсии на K-оболочке,  $\omega_x$  - выход флюоресценции.

Измеряя  $N_x$  и  $N_\gamma$  и зная выход флюоресценции (см., например [3]) можно определить коэффициент внутренней конверсии  $\alpha_K$ .

Если же в возбужденном ядре происходит несколько  $\gamma$ -переходов, то интенсивность характеристического рентгеновского излучения определяется всеми возможными  $\gamma$ -переходами и их коэффициентами конверсии. В этом случае, измерив число событий совпадения рентгеновских и  $\gamma$ -квантов, можно определить коэффициенты внутренней конверсии для данных  $\gamma$ -переходов [3,4].

### 3. $\beta$ - $\gamma$ - и $\gamma$ - $\gamma$ -совпадения

Принцип метода совпадений состоит в регистрации событий одновременного испускания излучений, в общем случае разных энергий и различных типов. Этот метод применяется как при изучении ядер, претерпевающих радиоактивный распад, так и при исследовании излучений, сопровождающих ядерные реакции. Например, часто изучаются совпадения  $\beta$ -электронов и  $\gamma$ -квантов ( $\beta$ - $\gamma$ ), электронов внутренней конверсии и  $\gamma$ -квантов ( $e^-$ - $\gamma$ ), тяжелых заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов, двух  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ - $\gamma$ -совпадения) и т.д. Таким образом, если испускаются различные частицы разных энергий, то каждый детектор должен быть чувствителен лишь к частицам определенного типа и необходим какой-либо вид анализа по энергиям.

Метод изучения  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений широко применяется для выделения из

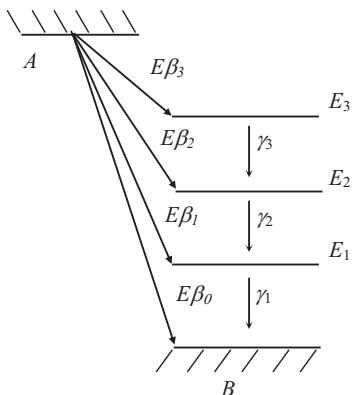


Рис. 3.  $\beta$ -распад ядра  $A$  в ядро  $B$  с несколькими парциальными  $\beta$ -спектрами.

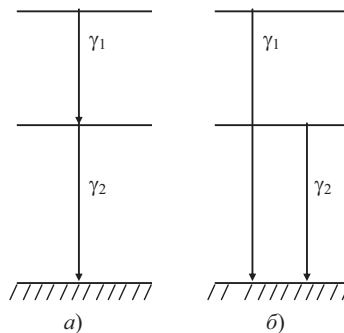


Рис. 4. Возможные способы высвечивания ядра:

- а)  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в каскаде,
- б) каскада  $\gamma_1$ - $\gamma_2$  нет.

всего спектра электронов парциальных  $\beta$ -спектров. Каждый парциальный спектр соответствует  $\beta$ -распаду на какой-либо конкретный уровень дочернего ядра, который затем девозбуждается чаще всего с испусканием  $\gamma$ -квантов. Поэтому, измеряя спектры совпадений с  $\gamma$ -квантами, можно выделить парциальные  $\beta$ -спектры.

Например,  $\gamma$ -кванты, испускаемые при распаде уровня с энергией  $E_3$ , дадут совпадения только с электронами парциального  $\beta$ -спектра, имеющего верхнюю границу  $E_\beta$ , но не с другими электронами (см. рис. 3). Электроны  $\beta$ -распада в основное состояние вообще не дают совпадений с  $\gamma$ -квантами.

Для решения многих задач ядерной физики широкое распространение получил метод  *$\gamma$ - $\gamma$ -совпадений*. Этот метод, в частности, позволяет установить наличие *каскадов*, т.е. найти переходы, следующие один за другим. Например, если в спектре присутствуют две  $\gamma$ -линии —  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , то метод позволяет сделать выбор между двумя способами высвечивания ядра (Рис. 4).

Иногда удастся кроме установления наличия  $\gamma$ - $\gamma$ -каскада определить *порядок* испускания  $\gamma$ -квантов в каскаде. В общем случае число  $\gamma$ -переходов на промежуточный уровень не равно числу переходов с промежуточного уровня из-за наличия дополнительных переходов, а также из-за внутренней конверсии переходов. Измерение числа совпадений и интенсивностей соответствующих групп  $\gamma$ -квантов (при одновременном знании коэффициентов конверсии) позволяет установить последовательность испускания  $\gamma$ -квантов. Кроме этого возможно оценить коэффициенты внутренней конверсии некоторых  $\gamma$ -переходов. Коэффициенты внутренней конверсии также могут быть найдены из измерений совпадений с характеристическими рентгеновскими линиями [3]. Методом  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений можно измерить времена жизни возбужденных состояний, применяя так называемый *метод запаздывающих совпадений*.

Изучение корреляции направлений излучения  $\gamma$ -квантов требует также применения метода  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений. Измерение пространственных корреляций осуществляется как при изучении ядерных реакций, так и при радиоактивных распадах.

Метод совпадений с успехом может быть применен для измерения *абсолютных активностей* радиоактивных источников. Можно показать из основных соотношений метода совпадений, что измерение числа отсчетов в каждом канале схемы совпадений, позволяет определить абсолютное значение эффективности регистрации излучений, и тем самым найти абсолютное значение активности.

В данной задаче метод  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений применен для исследования схемы возбужденных уровней ядра, образующегося в результате  $\beta$ -распада.

Для реализации метода необходимо иметь два спектрометра  $\gamma$ -излучения и схему совпадений. Спектрометры регистрируют амплитудные распределения и позволяют выделять  $\gamma$ -линии определенной энергии, а схема совпадений устанавливает одновременность испускания гамма-квантов.

Во многих случаях гамма-спектрометр представляет собой сочетание сцинтилляционного детектора  $\gamma$ -квантов с многоканальным амплитудным анализатором (вспомнить принцип многоканального амплитудного анализа можно обратившись к «**ПРИЛОЖЕНИЮ 1**»). В результате процессов взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом сцинтиллятора, последующего высвечивания световых фотонов и регистрации его фотоэлектронным умножителем амплитудное распределение импульсов на выходе фотоумножителя, в случае полного поглощения  $\gamma$ -квантов рабочим веществом детектора, повторяет энергетический спектр  $\gamma$ -квантов. Разумеется, свой вклад в это распределение вносят флуктуации интенсивности световых вспышек в веществе сцинтиллятора, а также шумы ФЭУ и усилителей. При этом амплитудное распределение имеет вид пика (как правило, гауссовой формы), который обычно называют *пиком полного поглощения* (речь идет о монохроматическом излучении). К этому распределению добавляется непрерывная часть, обусловленная эффектом Комптона (т.н. *комптоновская подложка*). С уменьшением энергии  $\gamma$ -квантов роль эффекта Комптона уменьшается. При энергиях выше порога образования электрон-позитронных пар ( $E_\gamma \geq 1,022$  МэВ) амплитудное распределение усложняется за счет появления пиков однократного и двойного вылета.

В данной работе используются сцинтилляционные детекторы с кристаллами NaI(Tl) диаметром 30 мм и высотой 40 мм в сочетании с фотоумножителями ФЭУ-13. Детекторы установлены на платформе, позволяющей подбирать оптимальное расстояние до источника  $\gamma$ -квантов.

Относительное энергетическое разрешение спектрометра с NaI(Tl) обычно имеет величину 8–10 % для  $E_\gamma = 662$  кэВ (радиоактивный источник  $^{137}_{55}\text{Cs}$ ). Величина энергетического разрешения зависит от энергии  $\gamma$ -квантов примерно, как  $1/\sqrt{E_\gamma}$ .

#### **4. Методика эксперимента и схема установки для измерения $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений**

В нашем случае метод совпадений реализован путем регистрации двумерного распределения с применением цифровой обработки сигналов (Рис.5). Схемы совпадений (как самостоятельного прибора) нет, а сигналы с выходов спектрометрических трактов поступают на входы двух аналого-цифровых преобразователей (АЦП). С помощью этих АЦП, работающих синхронно, сигналы оцифровываются. **Частота дискретизации** равна 20 МГц (соответственно длительность одного дискрета составляет 50 нс); **шаг квантования** равен 1/1024 (максимальной амплитуде импульса соответствуют 1023 кванта). Результат оцифровки записывается в буферный массив ёмкостью 7200 пар точек, входящий в состав сигнального процессора («кадр»). Затем происходит программная обработка массива, в результате которой обнаруживаются импульсы, и определяется наличие совпадений. Совпадающие импульсы сортируются по амплитудам, соответствующим каждому из каналов

совпадений, и накапливается двумерное распределение  $128 \times 128$  каналов (оси X и Y – каналы, ось Z – число отсчетов в каналах).

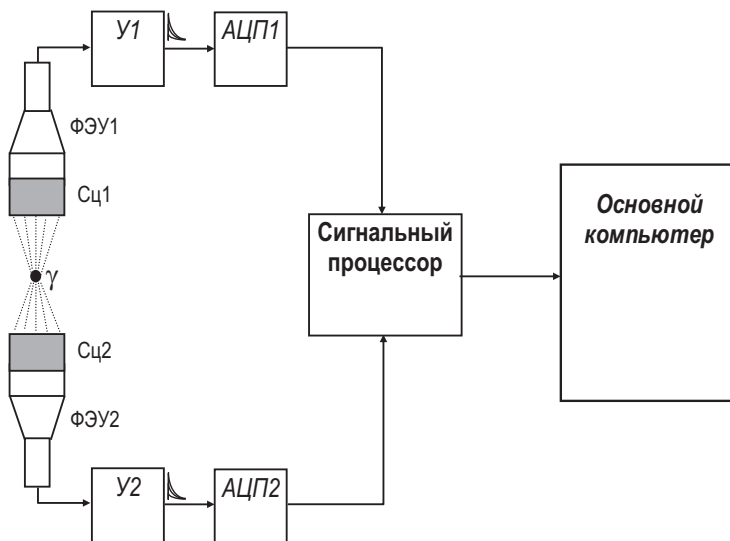


Рис. 5. Функциональная схема двумерного спектрометра

$\gamma$  – источник  $\gamma$ -излучений;

**Сц1** и **Сц2** – сцинтилляторы NaI(Tl);

**ФЭУ1** и **ФЭУ2** – фотоэлектронные умножители (ФЭУ-13);

**У1** и **У2** – линейные усилители 1-го и 2-го спектрометрических трактов;

**АЦП1** и **АЦП2** – аналого-цифровые преобразователи.

Поиск импульсов в пределах кадра и их обработка выполняются в два этапа: предварительный отбор – сигнальным процессором, а затем основным компьютером. В процессе оцифровки импульсы обретают ступенчатую форму. Сигналы каждого кадра подвергаются математической обработке по специальным алгоритмам (сглаживание и др.).

Временное окно, в пределах которого импульсы считаются совпадающими (аналог разрешающего времени схемы совпадений), устанавливается также с помощью программы.

Наша задача – получить двумерное распределение импульсов, совпадающих по времени, провести предварительный анализ полученного распределения с целью выявления, каким  $\gamma$ -переходам и процессам соответствуют наблюдаемые пики и отобразить их в виде одномерных распределений. Затем поочередно с помощью установки цифровых окон в одномерных спектрах разбить на различные группы и определить совпадающие.

При выполнении указанных процедур руководствоваться инструкциями по работе с программами **Z19\_Uran** и **Z19\_Analyze** (программа числовой обработки распределений, полученных с помощью **Z19\_Uran**), представленными в «**ПРИЛОЖЕНИИ 2**».

## 5. Упражнения

- 1) Ознакомиться с установкой и инструкцией к работе.
- 2). Выполнить наблюдение импульсов от сцинтилляционных детекторов, проанализировать их форму и сравнить с временем высвечивания сцинтиллятора NaI(Tl) (программа **Z19\_Uran**). Установить величину разрешающего времени для режима совпадений.
- 3) Зарегистрировать одномерные амплитудные распределения импульсов в каждом из спектрометрических трактов (**Z19\_Uran**):
  - а) используя литературные данные об энергиях  $\gamma$ -переходов в ядре  $^{181}\text{Ta}$ , полученных из измерений с высоким разрешением, идентифицировать в измеренных спектрах пики полного поглощения:  $E_{\gamma_1} = 133,02$  кэВ,  $E_{\gamma_2} = 136,25$  кэВ,  $E_{\gamma_3} = 345,8$  кэВ,  $E_{\gamma_4} = 482$  кэВ,  $E_{\gamma_5} = 615$  кэВ (слабая линия – в спектре не видна); учесть, что в спектре присутствуют линии рентгеновского излучения;
  - б) оценить загрузку в спектрометрических трактах.
- 4) Найти каскадные  $\gamma$ -переходы в ядре  $^{181}\text{Ta}$ , образующемся при  $\beta$ -распаде  $^{181}_{72}\text{Hf}$  ( $T_{1/2} = 47$  суток). Для этого необходимо:
  - а) зарегистрировать двумерный спектр совпадений; предварительно, ориентируясь на одномерные распределения, убрать в спектре группы совпадений с рентгеном, установив соответствующие пороги наблюдения спектра (**Z19\_Uran**);
  - б) получить проекции спектров на оси  $X$  и  $Y$ , выполнить калибровку (программа **Z19\_Analyze**);
  - в) настроить цифровые окна поочередно на все пики полного поглощения, найти группы совпадений и отметить обнаруженные  $\gamma$ - $\gamma$ -каскады;
  - г) по заданному значению разрешающего времени (п. 2) и измеренным нагрузкам в каждом канале (п. 3 б), оценить ожидаемое число случайных совпадений; введя искусственную задержку одного из сигналов измерить интенсивность случайных совпадений. Сравнить полученные значения.
- 5) На основании полученных результатов и используя литературные данные о  $\gamma$ -переходах в ядре  $^{181}\text{Ta}$  (см. п. 3а), построить возможные варианты схемы уровня этого ядра.

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие задачи ядерной физики решаются методом  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадений?
2. Что такое истинные, случайные и фоновые совпадения? Какие существуют методы учета случайных совпадений?
3. Каковы основные характеристики сцинтилляционного  $\gamma$  – спектрометра (эффективность, энергетическое разрешение)?
4. Какие существуют методы определения энергетических уровней ядер и схем их радиоактивного распада?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, «Наука», 1980, стр. 161 - 164 и 259 -2 72.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц, Москва, 2004, стр. 65 - 68.
3. Бета-гамма спектроскопия.// Под ред. К. Зигбана – М.: Физматгиз, 1959. гл. 8.
4. Альфа- бета-гамма спектроскопия.// Под ред. К. Зигбана. - М.: Атомиздат. 1969, вып. 1, гл. 8 А, Б и вып. 3.
5. Гольданский З.И., Куценко А.В., Подгорецкий. М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. - М.: Физматгиз,1959.

# ПРИЛОЖЕНИЕ 1

## ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МНОГОКАНАЛЬНОГО АМПЛИТУДНОГО АНАЛИЗА

### П1.1. Спектры и амплитудные распределения

В дальнейшем речь пойдет об измерении энергетических спектров ядерных излучений. В ядерной физике под *энергетическим спектром* подразумевается закон распределения по энергии частиц или  $\gamma$ -квантов, а измерение энергетического спектра – это восстановление функции плотности распределения  $P_E(E)$  по результатам обработки экспериментальных данных ( $E$  – энергия излучения). Эти данные получаются с помощью *спектрометров ядерных излучений* ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -излучения).

Мы рассмотрим такие спектрометры, основу которых составляют детекторы ядерных излучений, использующие взаимодействие частиц или  $\gamma$ -квантов с веществом. В результате такого взаимодействия на выходе детектора возникают электрические сигналы. По параметрам распределения этих сигналов судят о спектре излучений.

Блок-схема типичного спектрометра представлена на Рисунке П1-1. Головной частью спектрометра является детектор ядерных излучений, вырабатывающий электрический импульс, амплитуда которого определяется энергией, **потерянной частицей или квантом в детекторе**. Таким образом, экспериментальное исследование энергетических спектров сводится к регистрации и анализу *распределения по амплитудам выходных сигналов* детектора  $P_a(u)$ , где  $u$  – амплитуда сигнала.

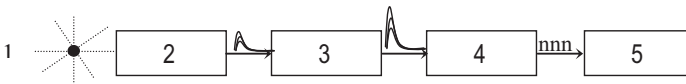


Рис. П1-1. Блок-схема спектрометра

1 – источник излучений, 2 – детектор излучений, 3 – линейный усилитель, 4 – амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), 5 – компьютер.

В дальнейшем мы будем рассматривать только дискретные (линейчатые) энергетические спектры. Примеры таких спектров показаны на Рисунках П1-2а и П1-2в. Однако, при регистрации амплитудного распределения, как сам детектор, так и электронная аппаратура, применяемая для передачи его сигналов, вносят свои искажения (*шум*). В результате распределение амплитуд на выходе спектрометра всегда непрерывно.

На Рисунке П1-2а показано распределение, состоящее из одной спектральной линии, а на Рисунке П1-2б – соответствующее ему распределение амплитуд на выходе спектрометра. Во многих случаях такое распределение описывается *функцией Гаусса*. Полная ширина этой функции на половине

высоты (**ПШПВ**) является одной из важнейших характеристик спектрометра (англ. *fwhm* – *Full Width at Half Maximum*). ПШПВ, выраженная в энергетических единицах, например, в *кэВ*, называется **энергетическим разрешением**. Часто используется также отношение ПШПВ к энергии соответствующей линии, обычно выраженное в процентах, которое называется **относительным энергетическим разрешением**. Энергетическое разрешение определяет, насколько близко могут находиться в спектре две линии, которые спектрометр позволяет идентифицировать как разные. На Рисунке П1-2в показан случай двух близко расположенных линий. Как видно из Рисунка П1-2г, пики амплитудного распределения в этом случае частично перекрываются, и идентификация линий по ним затруднена, а иногда и невозможна. В некоторых случаях, используя соответствующий математический аппарат, такие плохо разрешенные линии можно разделить.

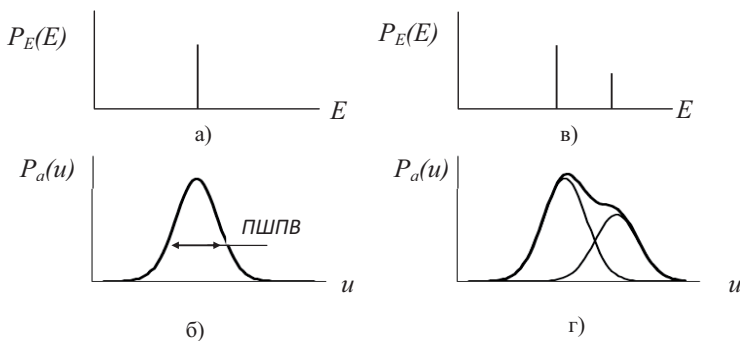


Рис. П1-2. Энергетический спектр и амплитудное распределение: а) мономонный спектр (синглет), б) амплитудное распределение одиночной линии, в) две близкие линии (дублет), г) амплитудное распределение дублета.

В действительности, распределение амплитуд на выходе спектрометра описывается гораздо более сложной функциональной зависимостью, которая называется **функцией отклика**. (Например, при регистрации  $\gamma$ -квантов, наличие трех процессов взаимодействия – **фотоэффект**, **Комптон-эффект** и **образование электрон-позитронных пар** – приводит к тому, что амплитудное распределение для мономонического излучения может состоять из плавной части с тремя пиками.) Характеристики функции отклика определяются типом детектора, энергией и видом излучения, а также техническими данными измерительной аппаратуры.

Обращаем также внимание на то, что, независимо от типа применяемого детектора, амплитуда сигнала на его выходе в итоге определяется числом образовавшихся в детекторе свободных носителей заряда, и соответственно



зависит от статистических флуктуаций числа этих зарядов. Поэтому энергетическое разрешение зависит от энергии излучения.

Обычно соответствие между амплитудой сигнала и энергией  $E = F(u)$ , где  $E$  – энергия,  $u$  – амплитуда, устанавливается путем измерения и обработки спектра с известными параметрами. Установление такого соответствия называется *градуировкой*.

Выходные сигналы спектрометрических детекторов излучений имеют, как правило, импульсный характер. Эти сигналы распределены статистически, как по амплитуде, так и по времени. Мощность этих сигналов в ряде случаев мала, что затрудняет их регистрацию и анализ. Поэтому в спектрометрическом тракте имеется *усилитель*. Его основное назначение – согласование параметров детектора и последующих измерительных устройств. Одновременно он служит для формирования импульсов по длительности и для подавления шумов. Существенным свойством усилителя является *линейность*. Усилитель называется линейным, если  $u_{\text{вых}} = K \cdot u_{\text{вх}}$ , где  $u_{\text{вх}}$  – амплитуда входного сигнала,  $u_{\text{вых}}$  – амплитуда выходного сигнала,  $K$  – некоторая константа.

Подключим к выходу усилителя осциллограф в ждущем режиме. Выберем длительность развертки такой, чтобы по оси  $X$  каждый импульс укладывался полностью. Мы увидим (Рис. П1-3), что на экране появляются сигналы самых разных амплитуд в случайном порядке.

Приглядевшись внимательнее, мы заметим, что по вертикали картина состоит из сгущений и разрежений линий, отсечивающих отдельные импульсы. Сгущениям соответствуют амплитуды импульсов, которых больше в распределении (пик распределения  $P_a(u)$ ), а разрежениям – минимум распределения.

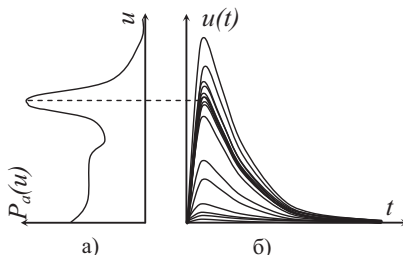


Рис. П1-3. Амплитудное распределение (а) и соответствующие осциллограммы (б).

### П1.2. Принцип многоканального амплитудного анализа

Амплитудные распределения регистрируются и обрабатываются с помощью цифровой электронной техники, в частности, компьютеров. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на конечное число интервалов, обычно равных, каждому из которых присваивается порядковый номер. Эти интервалы принято называть *каналами*. За одинаковое для всех каналов время подсчитывается число импульсов, амплитуда которых лежит в пределах каждого из интервалов. Таким образом, непрерывное амплитудное распределение  $P_a(u)$  представляется в виде дискретного распределения  $N(n)$ , где  $n$  – номер канала, а  $N$  – число отсчетов в канале. Другими словами, распределение представляется гистограммой (Рис. П1-4).

Преобразование аналоговых сигналов на выходе линейного усилителя в цифровые коды, с которыми может работать компьютер, осуществляется **амплитудно-цифровым преобразователем** (АЦП), в котором амплитуда каждого импульса измеряется и определяется соответствующий ей номер канала. Затем компьютер (или процессор АЦП) считывает номер канала и прибавляет единицу к содержимому элемента массива, выделенного для каждого канала. Такой метод регистрации амплитудного распределения получил название **«многоканальный амплитудный анализ»**.

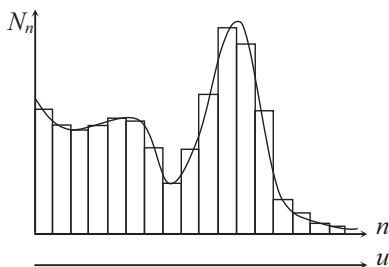


Рис. П1-4. Гистограмма амплитудного распределения.

Число каналов анализатора определяется техническими характеристиками АЦП. Обычно амплитудный анализатор имеет линейную характеристику, т.е. номер канала пропорционален амплитуде на входе АЦП. На практике используются анализаторы с числом каналов  $100 \div 20000$  в зависимости от поставленной задачи.

Процессы измерения и регистрации импульсов требуют некоторого времени. Так как анализируемые импульсы распределены во времени статистически, то при любом быстрейшем устройстве возможен приход очередного импульса в тот момент, когда происходит анализ предыдущего. В этом случае может произойти искажение результата. Чтобы избежать этого, на время, необходимое для обработки сигнала, вход АЦП закрывается. Это время называется **мертвым**. Оно может иметь значение от микросекунд до десятков миллисекунд. Время, в течение которого АЦП в полной готовности ждет прихода очередного импульса, называется **живым** временем (сумма мертвого и живого времени называется общим или **реальным временем**).

Из-за мертвого времени возникает потеря информации – **просчеты**. Однако мертвое время приводит лишь к уменьшению числа зарегистрированных в каждом канале импульсов и не отражается на форме полученного распределения. В самом деле, заблокированное состояние АЦП и появление в течение времени блокировки очередного импульса – события независимые. Поэтому число потерянных в каком-то канале импульсов пропорционально общему числу импульсов в этом канале. Это справедливо для всех каналов. Таким образом, наличие мертвого времени не искажает амплитудного распределения. На практике потеря информации от просчетов учитывается путем измерения живого времени в процессе накопления данных [1,5].

Средняя частота поступления статистически распределенных во времени импульсов на вход спектрометрического тракта называется **загрузкой**.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДВУМЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

#### П2.1. Программа Z19 Uran

Программа **Z19\_Uran** обеспечивает работу двумерного спектрометра гамма-гамма совпадений. Она позволяет наблюдать импульсы на входах АЦП двух спектрометрических трактов, регистрировать одномерные и двумерные спектры, представлять полученные данные графически и сохранять их на жёстком диске. Имеется три режима работы: «Сигналы», «1D-спектр» и «2D-спектр». Число каналов одномерных анализаторов для каждого спектрометрического тракта – 128, двумерное распределение совпадающих импульсов регистрируется в поле 128×128 каналов. Для управления программой в левом нижнем углу экрана имеется окно «Панель управления» (см. Рисунки П2-1 – П2-3).

В окошках панели управления отображаются текущие значения параметров спектрометра. Любое изменение этих значений должно сопровождаться щелчком по «клавише» «Установка».

Зарегистрированные распределения сохраняются по щелчку по клавише «Писать» в рабочей директории (папка по умолчанию). Сохранять данные следует только в этой директории, в противном случае они могут быть потеряны. Имя файлов образуется программой и сообщается пользователю – изменять его нельзя! Для дальнейшего анализа (с помощью программы **Z19\_Analyze**) сохраняются два текстовых файла, которые содержат записанные пользователем одномерный и двумерный спектры. Формат имени файла одномерных спектров – **Data10nn\_1D.txt**, двумерных – **Data10nn\_2D.txt**, где nn – цифры. Оба файла записываются одновременно, независимо от того, какое распределение регистрировалось, т.е. некоторые файлы могут быть пустыми или содержать информацию предыдущего измерения. Пример: **Data1003\_1D.txt** – файл с одномерными спектрами и **Data1003\_2D.txt** – сопряжённый с ним файл с двумерным распределением. В режиме «Сигналы» данные не сохраняются.

Считывание ранее сохранённых данных выполняется щелчком по клавише «Читать».

#### П2.1.1. Начало работы Z19 Uran

Запустить программу **Z19\_Uran** и в появившейся заставке щелкнуть «Продолжить», а в появившемся затем окне «Включить USB» щелкнуть картинку



### П2.1.2. Режим «Сигналы»

Просмотр **импульсов** в спектрометрических трактах

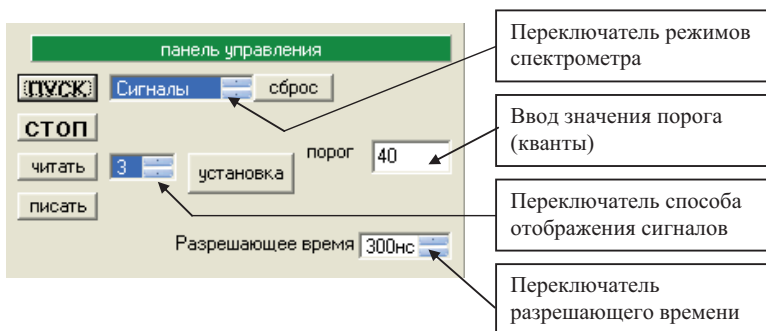


Рис. П2-1. Пульта управления спектрометром в режиме «Сигналы»

1. Переключателем режимов спектрометра открыть надпись «Сигналы» и щелкнуть по ней мышью.
2. Нажав кнопку мыши выделить полную рамку по черному полю и щелкнуть «Пуск». На дополнительной гистограмме (в правом верхнем углу) будут отображаться импульсы по обоим трактам. Для остановки следует щелкнуть «Стоп».
3. Для того чтобы рассмотреть сигналы более подробно (увеличить масштаб) нужно выделить рамкой на гистограмме интересующую область и щелкнуть «Луна». Для возврата в исходное положение нужно щелкнуть кнопкой «Назад».
4. Импульсы отображаются в виде гистограммы, соответствующей параметрам дискретизации и квантования АЦП. Чтобы видеть форму сигналов более близкой к реальной, следует установить метку в окошке «Сплайн». При выходе из режима «Сигналы» метку следует убрать.
5. Отбор импульсов выполняется по одному из трактов (сигналы голубого цвета), а импульсы другого тракта видны в зависимости от положения переключателя способов отображения сигналов:
  - «1» – отображаются несинхронизированные импульсы 1-го и 2-го трактов, попавшие в кадр оцифровки сигналов (случайно);
  - «2» – отображаются импульсы 1-го тракта в блоках размером ~10% кадра (~20 микросекунд), а также те импульсы 2-го тракта, которые находятся в пределах этих блоков;
  - «3» – отображаются импульсы 1-го тракта в блоках размером ~10% кадра (~40 микросекунд), а также те импульсы 2-го тракта, которые находятся в пределах заданного разрешающего времени (т.е. отображаются пары совпадающих импульсов); параметр сдвиг в данном случае не действует.

**П2.1.3. Режим «1D-спектр»**  
*Регистрация одномерных распределений*

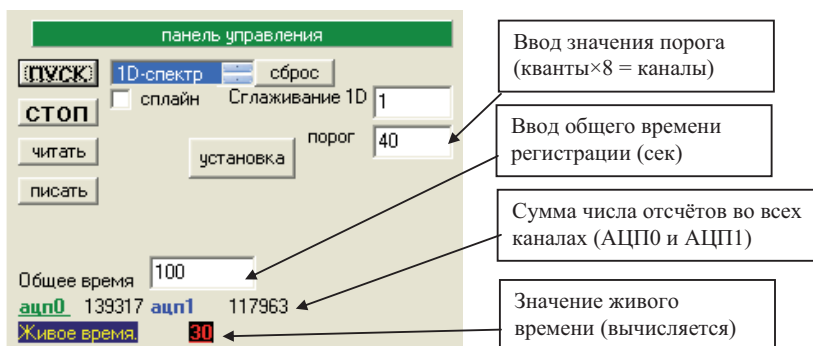


Рис. П2-2. Пульта управления спектрометром в режиме «1D»

1. Переключателем режимов спектрометра открыть надпись «**1D-спектр**» и щелкнуть по ней.
2. Щелкнуть клавишу «**Пуск**». Начнется регистрация одномерных распределений по обоим трактам. Будут отображаться гистограммы текущих данных.
3. Для завершения набора данных следует щелкнуть «**Стоп**»; остановка регистрации произойдет также по истечении времени, заданного в окошке «**Общее время**»; на панели управления отобразятся значения сумм числа отсчетов по всем каналам для каждого из спектрометрических трактов.
4. Для очистки оперативной памяти одномерных анализаторов следует щелкнуть «**Сброс**».
5. Сориентировавшись по пробному набору одномерного спектра установить нужный порог; этот порог сохранится и при регистрации двумерного распределения.
6. Для сохранения данных нужно щелкнуть «**Писать**» и согласиться с предложенным именем файла. Затем ввести комментарий и щелкнуть «**Установка**».

**П2.1.4. Режим «2D-спектр»**  
*Регистрация двумерного распределения*

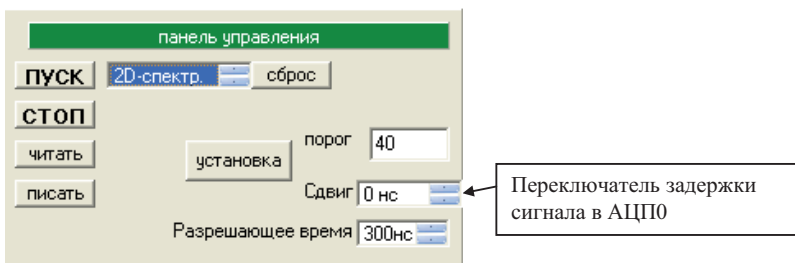


Рис. П2-3. Пульт управления перед пуском режима «2D»



Рис. П2-4. Пульт управления в режиме «2D»

Для регистрации двумерного распределения в режиме совпадений на основной панели управления переключателями у соответствующих окошек установить необходимое разрешающее время и значение параметра «Сдвиг» равным 0 (не забыть щелкнуть «Установка»). Переключателем режимов открыть надпись «2D-спектр», щелкнуть по ней мышью, а затем щелкнуть по клавише «Пуск».

Режим «2D-спектр» имеет свой пульт управления (Рис. П2-4). Любые переключения на этом пульте должны сопровождаться щелчком по «клавише» «Обновить». На панели этого пульта в процессе набора данных отображается текущая сумма всех зарегистрированных совпадений (в чёрном окошке); в синем окошке отображается сумма всех импульсов на входе АЦП1 за время регистрации совпадений. В окошке «Секунд сбора» можно установить время набора двумерного спектра в секундах.

Программа Z19\_Uran позволяет измерить разрешающее время схемы совпадений. Для этого в программе искусственно вносится задержка одного из сигналов, которая определяется параметром «Сдвиг». Для измерения характеристики нужно зарегистрировать несколько двумерных спектров при разных значениях сдвига за одно и то же время.

## II.2.2. Программа Z19 Analyze

### Обработка двумерных распределений в лабораторной работе №19 «У-У совпадения»

Программа **Z19\_Analyze** предназначена для визуального анализа и числовой обработки одномерных и двумерных распределений, полученных с помощью двумерного спектрометра **Z19\_Uran**. В этом спектрометре сигналы с выходов спектрометрических трактов поступают на входы двух аналого-цифровых преобразователей (АЦП). С помощью этих АЦП, работающих строго синхронно, сигналы оцифровываются. Затем происходит их программная обработка, в результате которой обнаруживаются импульсы, и определяется наличие совпадений. Совпадающие импульсы сортируются по амплитудам, соответствующим каждому из спектрометрических трактов, и накапливается двумерное распределение 128×128 каналов (оси X и Y – каналы, ось Z – число отсчетов в каналах).

Программа **Z19\_Analyze** позволяет считывать данные только из текстовых файлов. В программе **Z19\_Uran** накопленные распределения сохраняются не только стандартным для нее способом, но и автоматически дублируются в текстовом формате. При этом и одномерные, и двумерные распределения сохраняются в файлах \*.txt одновременно, независимо от текущего режима работы **Z19\_Uran**. Поэтому, следует иметь в виду, что файлы, записанные не в рабочем режиме, могут быть пустыми или содержать информацию предыдущего измерения. Имена файлам в программе **Z19\_Uran** присваиваются самой программой и сообщаются пользователю. Формат имён: **Data10nn\_1D.txt** для одномерных спектров и **Data10nn\_2D.txt** для двумерных, где **nn** – цифры. Считывание и запись файлов в обеих программах следует выполнять только в рабочей директории, определяемой по умолчанию.

На главной панели («Исходные данные») программы **Z19\_Analyze** имеется три окна для представления гистограмм исходных данных. В левом окне в трехмерном виде отображается двумерное распределение; для считывания соответствующего файла под ним имеется экранная клавиша «Открыть 2-мерное распределение».

Окна справа служат для отображения одномерных распределений. С помощью соответствующих экранных клавиш («Открыть 1-мерное распределение») в них можно считывать одномерные распределения из файлов. Кроме того, в этих окнах могут располагаться свертки двумерного распределения по оси X или по оси Y. В данном случае сверткой называется проекция на плоскости YZ или XZ поканальной суммы числа отсчетов. Так сверткой на плоскость XZ является одномерное распределение, полученное путем суммирования числа отсчетов во всех каналах по оси Y, совпадающих с каналами по оси X. Для выполнения свертки служат экранные клавиши «Свертка на XZ» или «Свертка на YZ» под соответствующим окном. Для свертки используется распределение, отображенное на трехмерном графике. Свертка выполняется только для тех каналов, которые расположены между маркерами на

гистограмме противоположного окна (маркеры – это вертикальные линии на гистограмме). Так свертка на XZ выполняется для тех каналов, которые расположены между красным и зеленым маркерами на гистограмме YZ. Это позволяет выбирать энергетическое окно, в пределах которого рассматриваются совпадения. Если маркеров нет, свертка выполняется во всем диапазоне каналов.

Реперы устанавливаются только на гистограммах сверток. Чтобы установить репер нужно щелкнуть на точке, чтобы установить 2-й репер нужно щелкнуть на другой точке; чтобы убрать реперы нужно дважды щелкнуть на пустом месте.

Для изменения масштаба одномерной гистограммы нужно в поле гистограммы нажать на левую кнопку мыши и протянуть вправо вниз; для восстановления масштаба нужно протянуть влево вниз.

В случае необходимости можно исключить из рассмотрения часть двумерного распределения, расположенного между его началом и красным репером по каждой из осей X и Y. Для этого нужно воспользоваться экранной клавишей «Порог».

Статистическая обработка пиков одномерных распределений (аппроксимация гауссианой) и энергетическая градуировка выполняются в дополнительных панелях. Для перехода к ним нужно воспользоваться экранной клавишей «**К стат. Обработке**». Это возможно, если реперами выделен пик распределения (желательно с небольшими «крыльями» фона под ним). На панели статистической обработки представлена гистограмма пика, подлежащего обработке. Тонкая серая линия показывает нулевое приближение перед началом аппроксимации. Красным отмечена точка предполагаемого максимума. При необходимости изменить нулевое приближение положения максимума (если программа не справилась с аппроксимацией по предложенным нулевым приближениям) нужно щелкнуть мышью на нужной точке. Нулевое приближение ширины пика можно подгонять, переключая окошко «**fwhm0**». Аппроксимация выполняется по щелчку на кнопке «**Аппроксимация**». Если предполагается энергетическая градуировка, то для ее выполнения необходимо ввести значения энергий, соответствующих обработанному пику (кнопка «**Ввод энергии**»). Сама градуировка выполняется при входе в панель «**Градуировка**»; при этом должно быть определено не менее двух точек. Возврат в главную панель происходит по щелчку на кнопке «**Возврат**».



Для заметок

Учебное издание

**Д.О. Еременко  
К.А. Кузаков  
С.Ю. Платонов  
А.В. Сомиков  
А.В. Спасский  
Д.Б. Чопорняк**

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 19  
«ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ УРОВНЕЙ ЯДРА  $^{181}\text{Ta}$   
МЕТОДОМ  $\gamma$ - $\gamma$ -СОВПАДЕНИЙ»**

**Учебно-методическое пособие для студентов ОЯФ**

Работа поступила в редакционно-издательскую группу  
ОИТ НИИЯФ МГУ 18.03.2015 г

Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Тираж 50 экз. Заказ №

Отпечатано с материалов, предоставленных авторами,  
в типографии «КДУ». Тел./факс (495) 939-44-91;  
[www.kdu.ru](http://www.kdu.ru); e-mail: [kdu@kdu.ru](mailto:kdu@kdu.ru)