

Министерство науки и высшего образования
Российской Федерации
Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Лабораторный практикум

Допущено ФУМО по УГСН 14.00.00 Ядерная энергетика и технологии в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению «Ядерная физика и технологии»

**Москва
2024**

УДК 539.1.07 (076)

ББК 22.383

Я 73

Экспериментальные методы ядерной физики: Лабораторный практикум / А. П. Денисенко, Р. Ф. Ибрагимов, И. В. Урупа – Барнаул: «Новый формат», 2024. – 204 с.

Практикум содержит описания семи лабораторных работ, посвященных практическому применению экспериментальных методов ядерной физики и, в частности, способам измерения активности источников гамма-излучения, определению характеристик источников нейтронов, определению свойств вещества ядерно-физическими методами, а также изучению основных методов радиометрии и спектрометрии бета- и гамма-излучений с применением различных детекторов.

Практикум составлен в соответствии с планами подготовки студентов по направлениям 14.03.02, 14.04.02 «Ядерная физика и технологии» и 12.04.01 «Приборостроение» и предназначен для студентов, специализирующихся в области ядерного и электрофизического приборостроения.

Практикум может быть полезен для самостоятельной работы студентов, аспирантов и специалистов, специализирующихся в области прикладной ядерной физики.

Рецензенты:

профессор, доктор технических наук,
первый заместитель генерального директора по научной работе –
главный конструктор АО «СНИИП» ГК «Росатом»

С. Б. Чебышов

профессор НИЯУ МИФИ,
доктор физико-математических наук,

С. Е. Улин

ISBN 978-5-00202-448-3

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2024

© А. П. Денисенко, Р. Ф. Ибрагимов, И. В. Урупа, 2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Указания к выполнению лабораторных работ	4
Лабораторная работа № 1. Спектрометр гамма-излучения на основе цилиндрической ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном	5
Лабораторная работа №2. Сцинтилляционный бета-спектрометр	31
Лабораторная работа № 3. Способы измерения активности источников гамма-излучения	70
Лабораторная работа №4. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр гамма-излучения	86
Лабораторная работа № 5. Изучение основных принципов работы с цифровой аппаратурой обработки сигнала на примере диджитайзера CAEN DT5730B	110
Лабораторная работа №6. Сцинтилляционный спектрометр на основе органического сцинтиллятора с возможностью нейтрон-гамма разделения по форме импульса	137
Лабораторная работа № 7. Программные средства измерения активности закрытых радионуклидных источников	164
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	200
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	202

УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

При подготовке к лабораторной работе студент обязан внести в лабораторный журнал: название работы и ее цель, принципиальную и рабочую схемы установки, основные положения теории, основные расчетные формулы и формулы для оценки погрешностей, а также указать используемые методы, оборудование, материалы.

При выполнении работы необходимо руководствоваться правилами техники безопасности и мерами предосторожности, указанными в описаниях.

В процессе измерений следует систематически и аккуратно записывать результаты в лабораторный журнал. Результаты, как правило, заносятся в таблицы, форма которых приведена в описаниях работ. Все факторы, способные оказать влияние на точность измерений, должны быть зафиксированы. В тех случаях, когда это рекомендуется, графические построения необходимо производить в процессе работы.

Выполнение работы заканчивается составлением краткого отчета (заключения), в котором следует указать:

- 1) что и каким методом исследовалось или определялось;
- 2) какой результат и с какими погрешностями (абсолютными и относительными) был получен;
- 3) краткое обсуждение полученных результатов (соответствуют ли полученные результаты теоретическим предсказаниям или табличным данным, если нет, то какова возможная причина этого несоответствия и т. п.);
- 4) анализ погрешностей (указать, каков характер погрешностей результатов – приборный или случайный, какие из непосредственно измеряемых величин вносят наибольший вклад в погрешность результата).

Памятка для составления и оформления отчета по лабораторной работе приведена в ПРИЛОЖЕНИЕ 1.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1. СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ, НАПОЛНЕННОЙ СЖАТЫМ КСЕНОНОМ

Цель: изучение принципа действия и устройства гамма-детектора на основе цилиндрической ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном; овладение навыками работы на современной аппаратуре, предназначенной для спектрометрических измерений гамма-излучения; определение энергетического разрешения ксенонового детектора.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Принцип действия и устройство гамма-детекторов на основе цилиндрической ионизационной камеры

Гамма-спектрометры на основе ксеноновых гамма-детекторов, в сравнении со сцинтилляционными и полупроводниковыми, имеют ряд особенностей, позволяющих широко использовать их как для фундаментальных, так и прикладных исследований. Ксеноновые гамма-детекторы обладают хорошим энергетическим разрешением, которое в несколько раз лучше, чем у сцинтилляционных детекторов. Для функционирования ксеноновых гамма-детекторов не требуется использование жидкого азота, и они могут работать в широком температурном диапазоне без изменения своих спектрометрических характеристик. Ксеноновые гамма-детекторы могут выдерживать высокие ударные и виброакустические нагрузки, что позволяет устанавливать их на вертолетах, автомобилях, спутниках и т. д. Важной особенностью ксеноновых детекторов является то обстоятельство, что их спектрометрические характери-

стики практически не зависят от размеров. Это позволяет создавать на базе ксеноновых детекторов гамма-спектрометры высокой чувствительности. Следует также отметить, что стоимость гамма-спектрометров на основе сжатого ксенона, по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными, значительно ниже.

К недостаткам ксеноновых гамма-детекторов можно отнести их сравнительно **невысокое быстродействие** (длительность полезного сигнала **около 10 мкс**) и **низкую плотность рабочего вещества** (**0,5–0,6 г/см³**).

Основу гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, составляет цилиндрическая ионизационная камера с экранирующей сеткой. Камера работает в импульсном режиме, что обеспечивает возможность регистрировать отдельную частицу и определять ее энергию. В качестве рабочего вещества ионизационной камеры используется сжатый ксенон (Xe) высокой чистоты. Известно, что существует не так много веществ (например, благородные газы, германий, кремний и некоторые другие), в которых с помощью внешнего электрического поля удастся извлечь заряды из трека частицы и использовать их для формирования электрического сигнала. Для увеличения эффективности газовых спектрометрических детекторов используются инертные газы с большим атомным номером. После Xe (атомный номер ¹³¹Xe, заряд – 54) наиболее тяжелым инертным газом является радон Rn, однако он альфа-радиоактивен (период его полураспада – 3,825 дня), и по этой причине он не может использоваться в качестве рабочего вещества в спектрометрических газовых гамма-детекторах.

Одной из важнейших характеристик любого вещества, используемого для детектирования гамма-излучения, является его способность поглощать γ -излучение. Эта способность характеризуется вероятностью взаимодействия гамма-квантов с данным веществом. Как известно, гамма-кванты при прохождении через вещество испытывают три типа взаимодействия (без учета ядерных реакций под действием фотонов): фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар. Сечения σ этих взаимодействий зависят от заряда Z рабочего вещества и энергии E гамма-кванта следующим образом:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5 / E_{\gamma}^{7/2} (E_{\gamma}), \sigma_{\text{Комптон}} \sim Z / E_{\gamma}, \sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \cdot \ln(2E_{\gamma}).$$

С точки зрения величины заряда ксенон ($Z = 54$) по сравнению с другими веществами, используемыми в гамма-детекторах (например, Ge $Z = 32$ и NaI(Tl) $Z_{\text{эф}} = 50$), является наиболее предпочтительным для регистрации гамма-излучения, особенно в области энергий, где фотоэффект служит основным механизмом взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Применяемый в гамма-детекторах ксенон должен быть хорошо очищен от электроотрицательных примесей, которые обладают большим сечением захвата электронов, образующихся в рабочем веществе камеры. Степень чистоты ксенона определяется отношением числа электроотрицательных атомов (например, кислорода O_2) к общему числу атомов ксенона. Обычно эта величина составляет примерно 10^{-10} . При такой чистоте ксенона время жизни объемного заряда $t_{\text{ж}}$, возникающего в ионизационной камере, намного превышает время его дрейфа $t_{\text{д}}$ в детекторе, т. е.: $t_{\text{ж}} > t_{\text{д}}$. Это означает, что величина объемного заряда за время дрейфа практически не меняется и создаваемый электрический импульс на выходе ионизационной камеры пропорционален энергии регистрируемой частицы.

Общая схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме показана на рис. 1.1.

При взаимодействии гамма-кванта с рабочим веществом в ионизационной камере образуются ионы атомов ксенона и электроны, которые под действием электрического поля движутся соответственно к катоду и аноду. Поскольку скорость дрейфа электронов v_e в ионизационной камере почти в 10^3 раз больше скорости дрейфа тяжелых положительных ионов, то амплитуды импульсов в ионизационной камере, обусловленных движением электронов, будут во много раз превышать амплитуды импульсов, обусловленных движением тяжелых ионов. По этой причине в дальнейшем речь будет идти лишь об электронной составляющей объемного заряда ионизационной камеры.

Рассмотрим в общем случае образование наведенного заряда на аноде цилиндрической ионизационной камеры без экранирую-

щей сетки. Во время движения заряженной частицы в ионизационной камере происходит зарядка и разрядка емкости C . Приращение заряда dQ на этой емкости за время dt при условии, что потенциал катода равен единице, запишется в виде:

$$dQ = eE_v(t)v(t)dt, \quad (1.1)$$

где $E_v(t)$ – составляющая вектора напряженности электрического поля вдоль скорости движения заряда $v(t)$ (в данном случае скорости дрейфа).

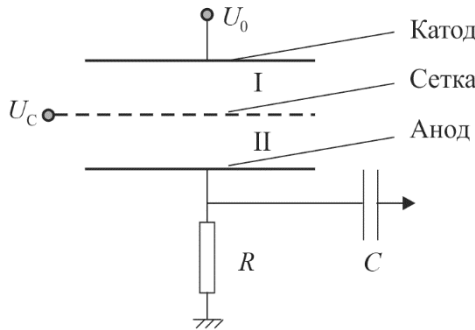


Рис. 1.1. Схема ионизационной камеры с экранирующей сеткой:
 U_0 – напряжение на катоде; U_c – напряжение на сетке;
 R – сопротивление; C – конденсатор

Уменьшение заряда на емкости C пропорционально величине заряда $Q(t)$ и $1/RC$, т. е.:

$$dQ = -Q(t)(1/RC)dt. \quad (1.2)$$

Таким образом, изменение заряда на емкости C описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dQ}{dt} = -Q(t) \cdot \frac{1}{RC} + e \cdot E_v(t) \cdot v(t) \quad (1.3)$$

Решение этого уравнения, найденное методом вариации постоянных, имеет вид:

$$Q(t) = e^{-t/RC} \cdot \int_0^t e \cdot E_v(t') \cdot v(t') \cdot e^{-t'/RC} \cdot dt'. \quad (1.4)$$

В цилиндрической камере электрическое поле E описывается известной формулой:

$$E = \frac{U_0}{r \cdot \ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)}, \quad (1.5)$$

где r – расстояние от центральной оси цилиндра; r_k – радиус катода; r_a – радиус анода; U_0 – напряжение на катоде.

Тогда напряжение на конденсаторе, создаваемое электронной составляющей при условии, что $t \leq RC$, можно записать в следующем виде:

$$V(t) = \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{v(t')}{r \cdot \ln(r_k / r_a)} dt'. \quad (1.6)$$

При достаточно больших полях скорость дрейфа электронов в ионизационной камере слабо зависит от величины напряженности электрического поля. Для многих газов она пропорциональна корню квадратному из напряженности электрического поля, т. е.:

$$v = v_0 \cdot \sqrt{E / E_0}.$$

Подставив v в предыдущее выражение и проведя замену переменной t через r , после интегрирования получим:

$$V(t) = -\frac{ne}{C} \cdot \frac{2}{3 \ln(r_k / r_a)} \cdot \ln\left(1 - \frac{3}{2} \frac{v_0 \cdot t \cdot \sqrt{U_0}}{r_0^{3/2} \sqrt{E_0 \ln(r_k / r_a)}}\right). \quad (1.7)$$

В этом выражении r_0 – радиус точки взаимодействия фотона с рабочим веществом ионизационной камеры, v_0 , E_0 – скорость дрейфа и напряженность электрического поля в той же точке соответственно.

Максимальное значение этого выражения имеет вид:

$$V_{\max} = -\frac{ne}{C} \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{\ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)}. \quad (1.8)$$

На рис. 1.2 показаны зависимости $V(t)$ для нескольких значений r_0 – расстояния от центральной оси цилиндра до места взаимодействия фотона с веществом детектора.

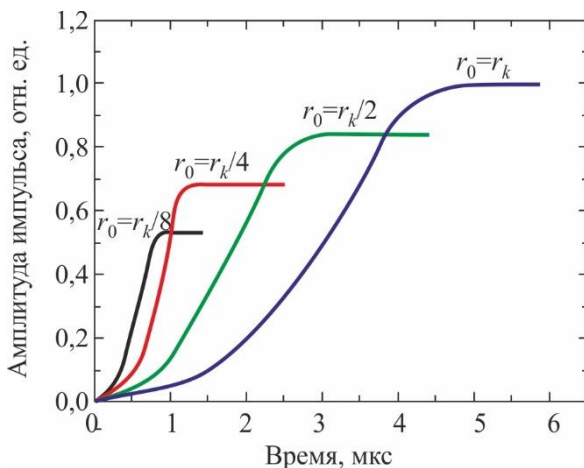


Рис. 1.2. Зависимость амплитуды импульса, индуцируемого на аноде цилиндрической ионизационной камеры, от времени (r_0 – расстояние от места образования объемного заряда до анода, r_k – радиус катода)

Эта зависимость называется индукционным эффектом. Вследствие индукционного эффекта гамма-кванты одной и той же энергии, провзаимодействовавшие в разных местах ионизационной камеры, создают на аноде электрические сигналы различной амплитуды, что приводит к ухудшению энергетического разрешения гамма-детектора.

Обычно энергетическое разрешение детектора определяется как ширина на полувысоте пика распределения импульсов, возникающих на выходе детектора при регистрации моноэнергетических частиц. Оно измеряется либо в единицах энергии, либо в процентах по отношению к энергии регистрируемых частиц.

В случае равномерной ионизации и полного собирания электрического заряда ширина на полувысоте δ пика амплитудного

распределения выходных импульсов связана с параметрами камеры следующим образом:

$$\delta = \frac{\ln 2}{2 \ln \left(\frac{r_k}{r_a} \right)}. \quad (1.9)$$

Так, например, для цилиндрической ионизационной камеры с размерами $r_k = 25$ мм и $r_a = 0,1$ мм предельное энергетическое разрешение составляет 6,2 %.

Из формулы (1.9) следует, что, чем больше отношение радиуса катода к радиусу анода, тем лучшее энергетическое разрешение можно получить для такой камеры. Однако для реальных цилиндрических камер большое отношение r_k к r_a обеспечить достаточно сложно, так как в этом случае для уменьшения влияния процессов рекомбинации необходимо использовать высокие напряжения на катоде, что само по себе нежелательно.

Для уменьшения индукционного эффекта, а следовательно, и для улучшения энергетического разрешения гамма-детектора, наиболее эффективным методом является использование экранирующей сетки. Согласно этому методу между катодом и анодом цилиндрической ионизационной камеры размещается сетка, на которую подается отрицательный потенциал примерно вдвое меньший, чем на катоде. В этом случае объемный заряд, движущийся между катодом и сеткой, область *I* (рис. 1.1), практически не будет индуцировать электрический сигнал на аноде до тех пор, пока этот заряд не пройдет через экранирующую сетку в область *II*. Экранирующая сетка в ионизационной камере должна отвечать двум основным противоречащим друг другу требованиям. С одной стороны, она должна надежно экранировать анод при движении заряда в области катод – сетка ионизационной камеры и в то же время обеспечивать высокую проникаемость заряда в область сетка – анод. Обычно неэффективность экранировки сетки составляет около 2–3 %, хотя в некоторых случаях для компенсации возможной рекомбинации объемного заряда этот параметр может быть увеличен.

Необходимое условие полной проницаемости сетки заключается в том, чтобы напряженность электрического поля внутри сетки была больше, чем за ее пределами.

Для того, чтобы обеспечить хорошее энергетическое разрешение ксенонового гамма-детектора, также необходимо, чтобы напряженность электрического поля во всем объеме ионизационной камеры была **больше 2 кВ/см**.

Для областей вблизи катода это требование можно записать в виде:

$$\frac{U_k - U_c}{r_c \cdot \ln(r_k / r_c)} \geq 2 \text{ кВ/см.} \quad (1.10)$$

При таких полях удастся обеспечить достаточно высокие значения скоростей дрейфа электронов в рабочем газе. Кроме того, в этом случае влияние процессов рекомбинации заряда можно свести к минимуму и тем самым обеспечить высокое энергетическое разрешение.

Следующее требование, определяющее параметры цилиндрической ионизационной камеры, состоит в том, чтобы электрическая емкость между анодом и сеткой была бы как можно меньше. Для реальных камер желательно, чтобы она не превышала **50 пФ**, т. е.:

$$\frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot L}{\ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} < 50 \cdot 10^{-12} \text{ Ф,} \quad (1.11)$$

где ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость; L – длина анода и сетки.

Необходимость этого требования определяется тем, что электрическая емкость между сеткой и анодом, согласно формуле (1.8), обратно пропорциональна амплитуде выходного сигнала, индуцируемого на аноде.

Следует также учитывать еще одно условие, которое заключается в том, что объем, заключенный внутри экранирующей сетки, должен быть как можно меньше, поскольку в нем сказывается влияние индукционного эффекта. На практике удастся обеспечить внутренний объем цилиндрической сетки не более **5–10 %** от общего чувствительного объема ионизационной камеры.

Таким образом, это условие можно сформулировать в виде:

$$\frac{r_k^2}{r_c^2} \leq (0,1 \div 0,05). \quad (1.12)$$

Кроме того, необходимо учитывать, что максимальное напряжение, подаваемое на катод камеры, не должно быть сверхвысоким, так как изоляционные возможности конструктивных элементов камеры не безграничны и определяются как общими габаритами, так и свойствами изоляционных материалов. Обычно в приборах, использующих высокие напряжения, применяются керамические изоляторы, обладающие хорошими изоляционными свойствами. Однако даже в этом случае необходимо минимизировать утечки электрического тока по их поверхностям, что достигается путем искусственного развития этих поверхностей.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 1.3).

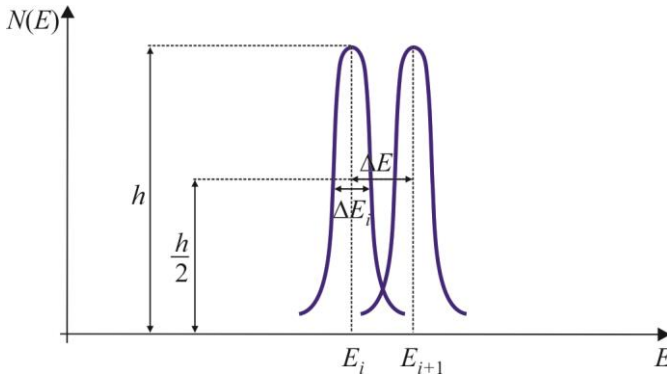


Рис. 1.3. К определению энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (1.13)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевой, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им разрешению – величине, обратной разрешающей способности, – и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100 \%. \quad (1.14)$$

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, т. е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 1.3), приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i называют полушириной линии E_i):

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100\%, \quad (1.15)$$

где ΔE_i – полуширина линии с энергией E_i .

Собственная или внутренняя эффективность регистрации детектора, наполненного ксеноном, рассчитывается аналогично любому другому типу детекторов как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в чувствительный объем детектора:

$$\eta = \frac{n_{\text{изм}}}{n_{\text{упав}}} \cdot 100\%, \quad (1.16)$$

где $n_{\text{изм}}$ – число зарегистрированных импульсов; $n_{\text{упав}}$ – число частиц или квантов излучения, попавших в чувствительный объем счетчика излучения за то же время. При этом $n_{\text{упав}}$ вычисляется по формуле:

$$n_{\text{упав}} = A(t) \cdot k \cdot G,$$

где $A(t)$ – активность источника излучения на момент проведения измерений, которая определяется из основного закона радиоактивного распада:

$$A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}},$$

G – геометрический фактор, а k – квантовый выход излучения, дающий информацию о том, сколько квантов или частиц данной энергии вылетает за один акт распада радиоактивного источника.

Геометрический фактор G для ксенонового гамма-детектора может быть рассчитан по следующей формуле:

$$G = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{RL/2}{[(d^2 - R^2)(b^2 - R^2)]^{1/2}} + \frac{LR^2}{b^3} \cdot \left[\arccos \frac{R}{d} - \frac{R}{d} \left(1 - \frac{R^2}{d^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{3R^2}{2b^2}\right) + \frac{dR}{b^2} \left(1 - \frac{R^2}{d^2}\right)^{3/2} \right], \quad (1.17)$$

где R – радиус камеры; L – длина; d – расстояние от центра камеры до источника; $b^2 = \left(\frac{L}{2}\right)^2 + d^2$.

Помимо эффективности регистрации, в качестве характеристики спектрометра может также использоваться фотоэффективность, которая дает информацию об эффективности процесса именно фотопоглощения в веществе детектора. Фотоэффективность также называют эффективностью регистрации по пику полного поглощения. Эффективность регистрации фотонов (ε_i) от точечного источника в пике полного поглощения с энергией E_i в абсолютных единицах может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\varepsilon_i = \frac{S_i}{k_i \cdot t \cdot G \cdot A}, \quad (1.18)$$

где S_i – площадь пика полного поглощения с энергией E_i , импульсы; k_i – выход гамма-квантов на распад, абсолютные единицы; t – время проведения измерения, секунды; A – активность источника ионизирующего излучения на текущую дату, Бк; G – геометрический фактор.

Для расчета среднего квадратического отклонения фотоэффективности можно использовать следующую формулу:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (S_{ik} - \bar{S}_i)^2}{n \cdot (n-1)}} \cdot \frac{100}{\bar{S}_i}, \quad (1.19)$$

где S_{ik} – площадь пика полного поглощения с энергией E_i , измеренная в k -м опыте, импульсы; \bar{S}_i – среднее значение площади пика полного поглощения с энергией E_i , импульсы; n – количество проведенных опытов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание ксенонового спектрометра гамма-излучения

Общая схема гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, приведена на рис. 1.4.

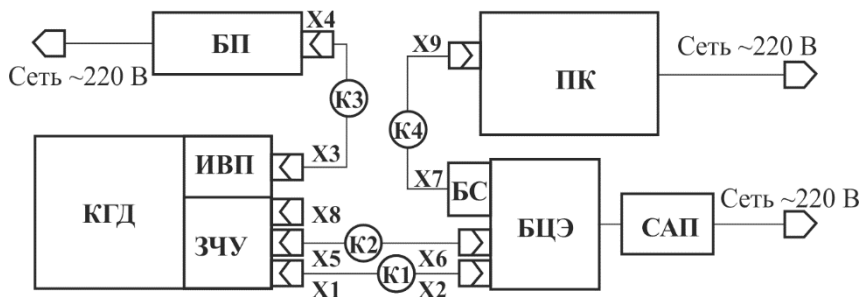


Рис. 1.4. Общая схема гамма-спектрометра со сжатым ксеноном: КГД – ксеноновый гамма-детектор; ЗЧУ – зарядочувствительный усилитель; ИВП – источник высоковольтного питания; БП – источник низковольтного питания; БЦЭ – блок цифровой электроники; ПК – персональный компьютер; САП – сетевой адаптер питания

Помимо детектора гамма-излучения в состав спектрометра входят также источники питания (низковольтный и высоковольт-

ный), блок цифровой электроники, персональный компьютер, зарядочувствительный усилитель и сетевой адаптер питания.

Гамма-детектор на основе сжатого ксенона представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру с экранирующей сеткой, работающую в импульсном режиме.

Схема гамма-детектора приведена на рисунке 1.5.

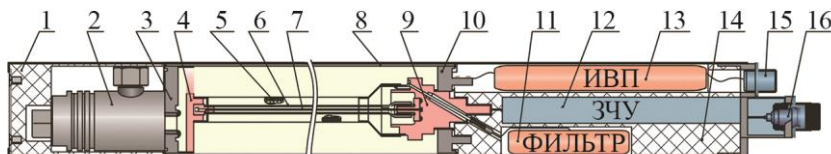


Рис. 1.5. Схема гамма-детектора на основе ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном (рабочий объем 0,2 л):
 1 – тефлоновый изолятор; 2 – газовый вентиль; 3 – фланец;
 4 – керамическая опора для сетки; 5 – экранирующая сетка;
 6 – анод; 7 – заземленная металлическая нить; 8 – корпус детектора (катод); 9 – керамический гермоввод; 10 – фланец;
 11 – высоковольтный фильтр; 12 – зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ); 13 – источник высоковольтного питания (ИВП);
 14 – тефлоновый изолятор; 15 – низковольтный вход питания высоковольтного источника; 16 – выход ЗЧУ

Все внутренние элементы детектора изготовлены из нержавеющей стали и металлокерамики. Внешние элементы детектора сделаны из фторопласта и сплавов алюминия.

Внешний диаметр корпуса детектора равен 38 мм, толщина стенки составляет 1,2 мм. Корпус детектора является также катодом ионизационной камеры и основным несущим элементом конструкции.

Фланцы детектора **3** и **10** имеют большую толщину по сравнению со стенкой детектора, так как на них крепятся дополнительные элементы ионизационной камеры. Они тоже изготовлены из нержавеющей стали.

Газовый вентиль **2** предназначен для наполнения детектора ксеноном и обеспечения герметичности его внутреннего объема.

Анод ионизационной камеры **6** изготовлен из стальной трубки диаметром 4 мм и толщиной 1 мм. Он служит для собирания заряда, образованного в рабочем объеме детектора. Внутри анода натянута центральная металлическая нить **7** диаметром 0,2 мм. Она соединяет нулевой электрический потенциал детектора с токосъемным кольцом на керамической опоре для сетки.

Экранирующая сетка **5** изготовлена из металлической фольги, сделанной из нержавеющей стали толщиной 250 мкм. Она имеет форму цилиндра диаметром 12 мм с ячейками в виде прямоугольников с размерами 5×3 мм.

Керамическая опора **4** предназначена для крепления экранирующей сетки внутри ионизационной камеры. Изолятор прикрепляется к внутренней поверхности стенки детектора. Также данная опора предназначена для уменьшения амплитуды колебаний экранирующей сетки, которые могут возникнуть в результате внешних виброакустических воздействий.

Керамический гермоввод **9** крепится на фланце ионизационной камеры. Через него осуществляется подача высокого напряжения на экранирующую сетку и снятие сигнала с анода.

Тefлоновый изолятор **1** предназначен для изоляции высокого напряжения на катоде детектора. Внутри тefлонового изолятора **14** находятся высоковольтный фильтр **11** (для стабилизации высокого напряжения) и зарядочувствительный усилитель **12**. Источник высоковольтного питания (ИВП) **13** присоединяется к блоку электроники без соединительных проводов. Это уменьшает величину возможных электромагнитных наводок. Питание ИВП осуществляется напряжением 24 В. На его выходах создаются напряжения до 10 кВ для питания катода ионизационной камеры и до 7,5 кВ для сетки детектора. Потребление ИВП составляет не более 20 Вт.

Внешнее покрытие детектора состоит из трех слоев: двух слоев полиэтиленовых термосужающихся труб толщиной около 1 мм каждая. Они предназначены для изоляции корпуса камеры с высоким электрическим потенциалом от внешней среды. Между ними находится заземленная тонкая алюминиевая фольга, служащая для экранирования всей ионизационной камеры от внешних электромагнитных наводок.

Рабочий объем гамма-детектора равен 200 см^3 при торцевой площади равной 11 см^2 . Отношение рабочего объема ионизационной камеры к общему объему детектора равно примерно 83 %. Сводная информация по характеристикам данного детектора приведена в таблице 1.1.

Таблица 1.1

Основные физико-технические характеристики ксенонового гамма-детектора с рабочим объемом 0,2 литра

Плотность ксенона, г/см^3	0,4
Давление ксенона при $23 \text{ }^\circ\text{C}$, атм	50
Диапазон измеряемых энергий гамма-квантов, МэВ	0,02–3,00
Энергетическое разрешение для энергии гамма-квантов 662 кэВ, %	2,3
Эффективность регистрации по пику полного поглощения для гамма-квантов с энергией 662 кэВ, %	0,005
Рабочий объем, см^3	200
Напряжение на катоде детектора, кВ	10
Напряжение на сетке детектора, кВ	7,5
Диаметр катода, мм	38
Диаметр сетки, мм	12
Диаметр анода, мм	4
Длина чувствительной части, мм	120
Толщина стенки детектора, мм	1,2
Габариты, см	$\text{Ø}4 \times 35$
Масса, кг	1
Энергопотребление, Вт	20
Питание, В	24

Фотография ксенонового гамма-детектора с рабочим объемом 0,2 литра представлена на рис. 1.6.



Рис. 1.6. Ксеноновый гамма-детектор с рабочим объемом 0,2 литра

Электрические сигналы с выхода ЗЧУ поступают в блок цифровой электроники (БЦЭ), где происходит их усиление, формирование и оцифровка. В БЦЭ также предусмотрена функция амплитудного анализатора импульсов, что, по сути, превращает детектор на основе ксенона в спектрометрическую систему. Цифровые сигналы с БЦЭ поступают на вход компьютера, и далее их обработка ведется с помощью специальной программы для набора и обработки спектров **Gamma spectrum processing**.

Подготовка спектрометра к работе

Убедиться в том, что кабели питания от БП и от САП отключены от сети переменного тока 220 В, 50 Гц.

Проверить правильность и надежность подключения элементов установки друг к другу (имеется в виду надежность закрепления кабелей в разъемах, а также соответствие подключения элементов установки схеме на рис. 1.4).

Подключить кабели питания БП и САП к сети переменного тока.

Включить персональный компьютер.

Переключить тумблер на торцевой панели БП в положение «**ВКЛ**». При включении должен начать мигать красный светодиод на противоположном торце БП. После включения БП начинает происходить зарядка высоковольтных конденсаторов ИВП, расположенного внутри корпуса детектора. Процесс зарядки длится порядка **25 минут**. Данный промежуток времени необходимо засечь по часам, поскольку отдельной индикации готовности ИВП к работе не предусмотрено.

Одновременно с включением БП перевести тумблер на торцевой панели БЦЭ в положение «**ВКЛ**». При включении БЦЭ загорится красный светодиод рядом с тумблером включения.

По окончании процесса зарядки конденсаторов ИВП запустить программу набора и обработки спектров **Gamma-spectrum processing** с помощью ярлыка на рабочем столе персонального компьютера.

Для подключения программы к порту, через который осуществляется передача данных с детектора и контроль над ЗЧУ, необходимо совершить следующие действия:

Во вкладке «**Файл**» выбрать команду «**Набрать новый спектр**» (рис. 1.7).

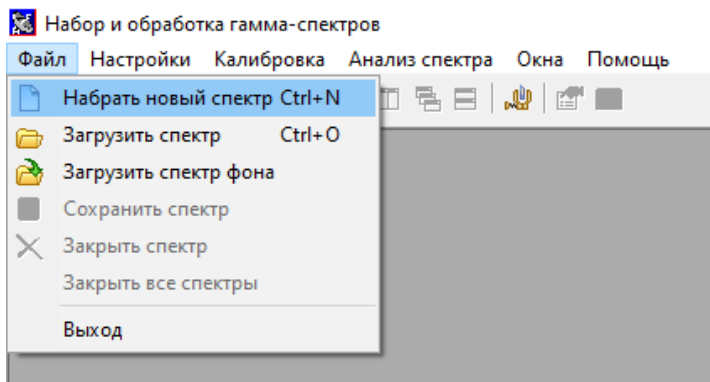


Рис. 1.7. Начало работы с программой *Gamma-spectrum processing*

В открывшемся окне набора спектра (рис. 1.8) найти кнопку «**Интерфейс**», нажать на нее. Откроется окно выбора интерфейса связи программы с каналом данных.

Спектрометр гамма-излучения на основе цилиндрической ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном

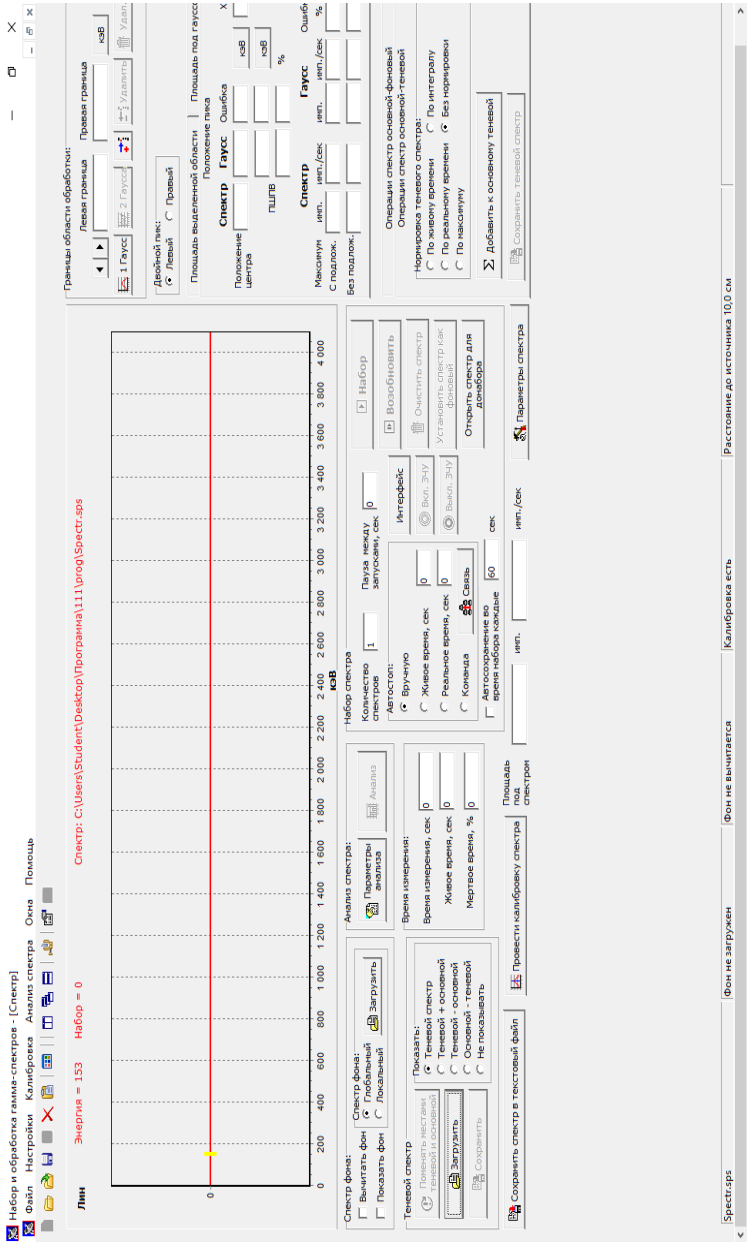


Рис. 1.8. Интерфейс программы Gamma-spectrum processing

Передача данных от БЦЭ осуществляется с помощью сетевого кабеля, подключенного через переходник к виртуальному COM-порту. Соответственно, в окне выбора интерфейса необходимо выбрать вариант «COM», и нажать кнопку «Принять и открыть порт» (рис. 1.9).

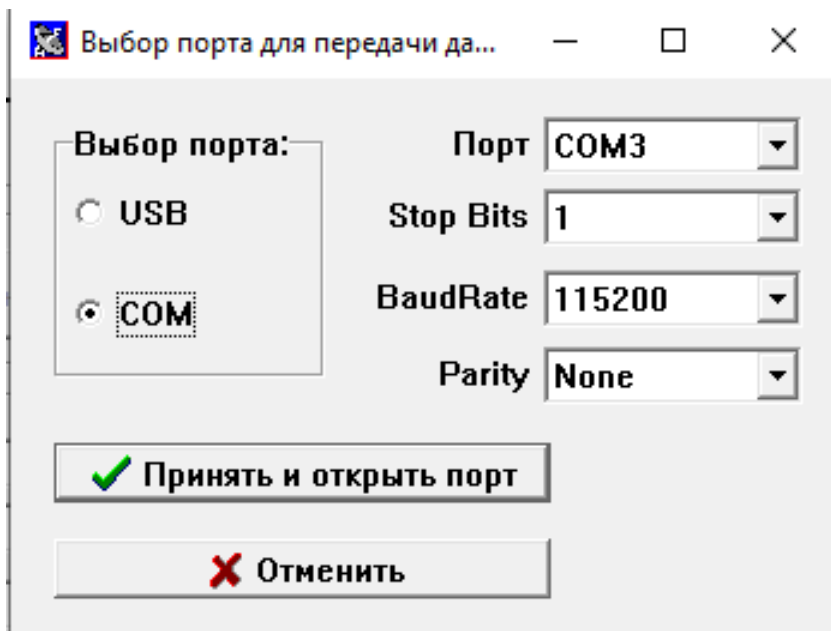


Рис. 1.9. Подключение к детектору

При правильном подключении программы к устройству в окне набора спектра станут активны дополнительные команды, в частности команды, отвечающие за управление ЗЧУ. Программа позволяет дистанционно включать и выключать ЗЧУ детектора. Для включения ЗЧУ необходимо выбрать команду «Вкл. ЗЧУ» в окне набора спектра (рис. 1.10).

Если все манипуляции по включению элементов гамма-спектрометра выполнены правильно, можно услышать щелчок переключения электро-реле в корпусе детектора. Гамма-спектрометр готов к работе.

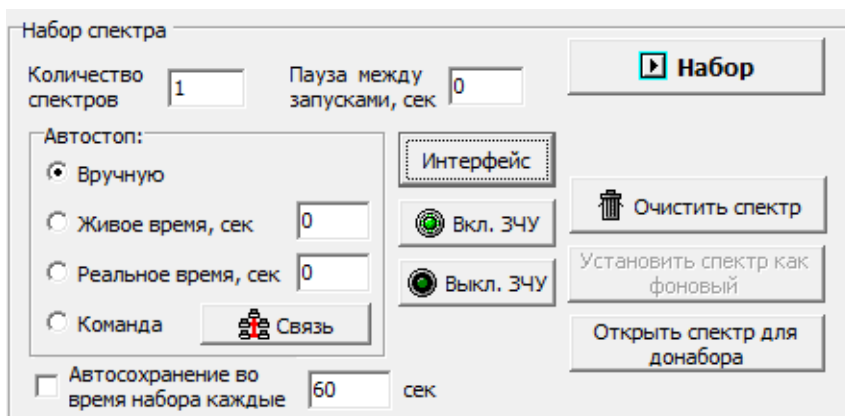


Рис. 1.10. Изменения в интерфейсе программы после подключения к детектору

Набор и обработка спектров осуществляются в соответствии с руководством пользователя программы набора и обработки спектров **Gamma-spectrum processing** (рис. 1.11).

Содержимое файла – два столбца с данными: номера каналов спектрометра в первом столбце и число импульсов в канале во втором столбце.

Отключение элементов спектрометра производится в следующей последовательности.

- Остановить набор спектра, если набор не был завершен, произвести сохранение необходимых данных.
- В окне набора спектра выбрать команду «**Выкл. ЗЧУ**». Щелчок электрореле со стороны детектора должен сигнализировать о выключении ЗЧУ. Далее закрыть программу набора и обработки, выключить компьютер.
- Перевести тумблер БЦЭ в положение «**ВЫКЛ**».
- Перевести тумблер БП в положение «**ВЫКЛ**».
- Отсоединить кабели питания БП и САП от сети переменного тока.

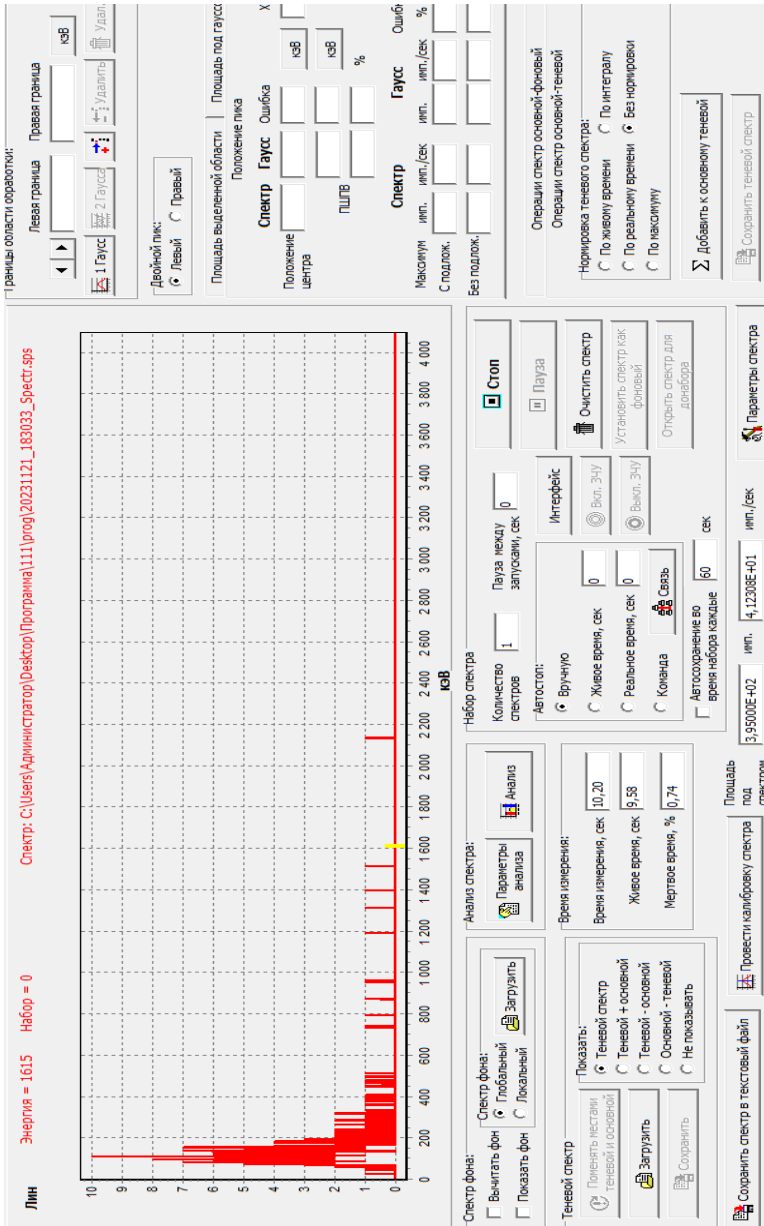


Рис. 1.11. Пример набранного спектра фона

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источников ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.

Задание 1. Ознакомление с программой набора и обработки. Калибровка спектрометра

Произвести подготовку спектрометра гамма-излучения к работе согласно приведенной инструкции.

Произвести калибровку спектрометра программными средствами. Для этого в отсутствие источников излучения набрать спектр фона в течение **10 минут**, сохранить его в папку «**ЛР Ксенон**» с соответствующим названием, и в дальнейшем при необходимости учитывать фоновый спектр в последующих измерениях.

Далее следует набрать спектр излучения совместно установленных источников ^{241}Am и ^{137}Cs в течение **5 минут**. Источники установить на расстоянии 5 см от стенки детектора. Полученный спектр сохранить в ранее созданную директорию и использовать его для калибровки шкалы спектрометра по энергии. Калибровка может осуществляться как с помощью сторонних программ обработки данных, так и встроенными инструментами программы **Gamma-spectrum processing**. Для проведения калибровки встроенными инструментами необходимо открыть вкладку «**Калибровка**» и ввести значения двух пар точек – номера каналов центроид пиков полного поглощения и соответствующие им значения энергий гамма-квантов.

Задание 2. Исследование энергетического разрешения спектрометра

Провести запись спектров гамма-излучения нескольких источников, после чего с помощью возможностей программы обработки спектров или сторонней среды обработки определить энергетическое разрешение зарегистрированных гамма-линий.

Время набора каждого спектра – **10 минут**. Источники размещать на расстоянии **10 см** от внешней стенки детектора.

Информацию об интенсивностях и энергиях гамма-линий взять из справочной литературы. Учесть при этом наличие пяти наиболее интенсивных линий гамма-квантов для изотопа ^{133}Ba .

Результаты измерений занести в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

Энергетическое разрешение гамма-спектрометра

Источник ИИ	Энергия линии, кэВ	Выход фотонов k , %	Разрешение, кэВ	Разрешение, %
^{22}Na				
^{133}Ba				
^{137}Cs				
^{241}Am				

На основании данных таблицы 1.2 построить график зависимости энергетического разрешения гамма-спектрометра от энергии зарегистрированных гамма-линий.

Задание 3. Исследование эффективности регистрации гамма-излучения с помощью КГД

Провести запись спектров трех источников ионизирующего излучения, согласно таблице 1.3 (каждый источник на двух расстояниях от внешней стенки детектора: 15 и 5 см). Живое время набора каждого спектра – **10 минут**. Расчет эффективности регистрации произвести с использованием формул (1.17), (1.18), причем в качестве числа зарегистрированных импульсов использовать интегральное число импульсов всего набранного спектра.

На основании данных таблицы 1.3 построить графики следующих зависимостей:

- зависимость эффективности регистрации от расстояния для каждого источника;
- зависимость эффективности регистрации от энергии источника для каждого расстояния.

Таблица 1.3

Эффективность регистрации гамма-излучения

Источник ИИ	Время набора	$N_{\text{изм, имп.}}$	Геометрический фактор G	$A, \text{ Бк}$	$k, \%$	$\eta, \%$
^{241}Am						
^{137}Cs						
^{22}Na (511 кэВ)						

Задание 4. Исследование фотоэффективности КГД

На основании набранных спектров провести расчет значений фотоэффективности КГД для энергий источников, указанных в таблице 1.4. Результаты расчета также занести в таблицу 1.4. Для расчета использовать данные спектров, набранных на расстоянии 10 см от внешней стенки детектора (*задание 2*). При этом для изотопов ^{22}Na и ^{133}Ba учесть наличие наиболее интенсивных линий – двух для натрия и пяти для бария.

Таблица 1.4

Расчет фотоэффективности КГД

Источник ИИ	Время набора	$S, \text{ имп}$	Геометрический фактор G	$A, \text{ Бк}$	$k_i, \%$	$\varepsilon, \%$
^{241}Am						
^{137}Cs						
^{22}Na						
^{133}Ba						

Задание 5. Оценка пропускной способности спектрометрического тракта

Провести набор спектра источника на основе изотопа ^{137}Cs на различных расстояниях до стенки детектора. В таблицу 1.5 записать информацию о количестве квантов, попадающих в объем детектора в единицу времени и о скорости счета в пике полного поглощения ^{137}Cs . Время набора спектра в каждой точке **3 минуты**.

Таблица 1.5

К оценке пропускной способности спектрометра с КГД

Расстояние до стенки детектора, см	Число квантов, попадающих в детектор, шт./с	Скорость счета в пике полного поглощения, имп/с
1		
2		
...		
10		

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Устройство и принцип работы цилиндрической ионизационной камеры с экранирующей сеткой.
2. Индукционный эффект и его влияние на энергетическое разрешение гамма-спектрометра.
3. Основные требования, предъявляемые к экранирующей сетке.
4. Основные требования, предъявляемые к рабочему веществу спектрометрических ионизационных камер.
5. Виды взаимодействия гамма-излучения с рабочим веществом ксенонового гамма-спектрометра.
6. Основные преимущества и недостатки ксеноновых гамма-спектрометров по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. *Основы экспериментальных методов ядерной физики*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
2. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. *Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения*. М.: ИД Интеллект, 2012. 208 с.
3. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. *Методы ядерной спектрометрии*. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
4. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. *Приборы для измерения ионизирующих излучений*. М.: Атомиздат, 1972. 696 с.
5. *Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов*. Под ред. Ю.А. Егорова. М.: Атомиздат, 1974. 392 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР

Цель: изучение формы β -спектра различных источников ионизирующего излучения, определение по нему максимальной энергии β -частиц, испускаемых изучаемыми изотопами; определение значения коэффициента внутренней конверсии; построение спектров нейтрино и антинейтрино β -распада изотопов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Условия β -распада

Бета-распад – это процесс самопроизвольного превращения атомного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличающимся на единицу. Данный распад является внутринуклонным процессом и обусловлен слабым взаимодействием. Переносчиками взаимодействия при β -распаде являются W^\pm -бозоны.

Известны три вида β -распада: электронный (β^- -распад), позитронный (β^+ -распад) и электронный захват (е-захват, К-захват, electron capture, EC) (рис. 2.1).

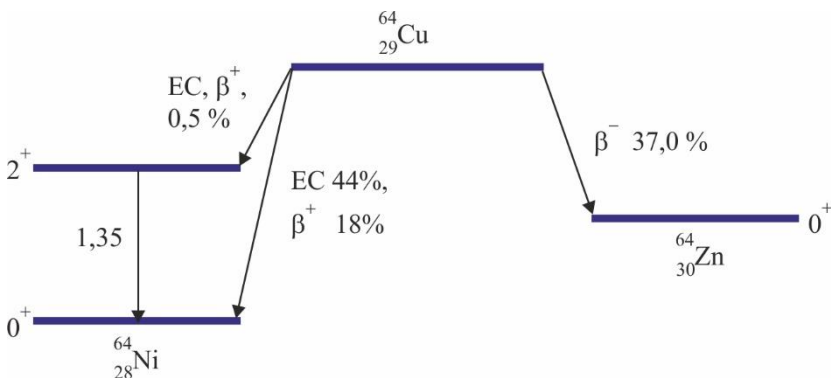


Рис. 2.1. Схема β -распадов ^{64}Cu

При **электронном β^- -распаде** один из нейтронов материнского ядра $A(Z, N)$ превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z + 1, N - 1) + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad (2.1)$$

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \quad (2.2)$$

где A – массовое число; Z – заряд ядра; N – число нейтронов.

С фундаментальной точки зрения β^- -распад обусловлен превращением d -кварка нейтрона в u -кварк протона с испусканием W^- -бозона, который распадается на электрон и антинейтрино (рис. 2.2).

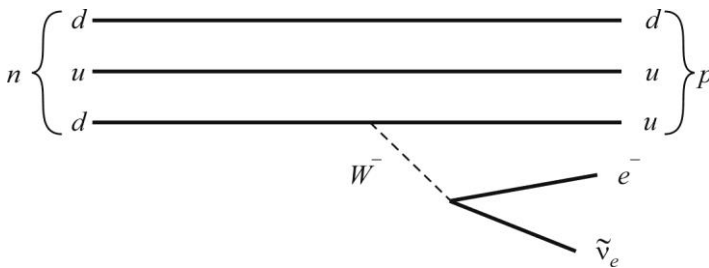


Рис. 2.2. Диаграмма β^- -распада

Электронный β^- -распад характерен для ядер, с избытком нейтронов. Свободный нейтрон также подвержен β^- -распаду.

При **позитронном β^+ -распаде** один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона и электронного нейтрино ν_e :

$$A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^+ + \nu_e, \quad (2.3)$$

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (2.4)$$

С фундаментальной точки зрения β^+ -распад обусловлен превращением u -кварка протона в d -кварк нейтрона с испусканием W^+ -бозона, который распадается на позитрон и нейтрино (рис. 2.3).

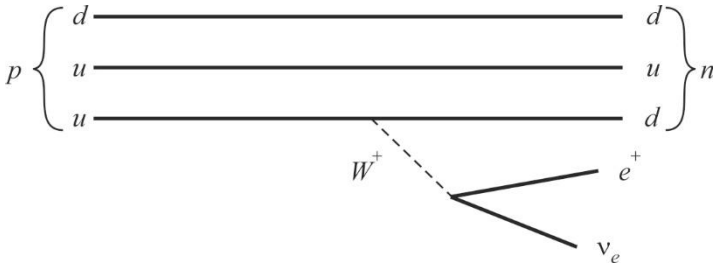


Рис. 2.3. Диаграмма β^+ -распада

Позитронный β^+ -распад характерен для ядер с избытком протонов. В отличие от нейтрона, распад свободного протона невозможен, так как масса материнского протона меньше дочернего нейтрона, т. е. этот процесс энергетически невыгоден. Распасться может только протон, связанный в ядре. В этом случае недостающая энергия восполняется за счет энергии связи ядра.

С β -распадом тесно связан процесс, обратный β -распаду – **захват электрона** с K -оболочки, сопровождающийся испусканием электронного нейтрино:

$$e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + \nu_e, \quad (2.5)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e. \quad (2.6)$$

Электрон испускает W^- -бозон и превращается в нейтрино. u -кварк протона захватывает W^- -бозон и превращается в d -кварк нейтрона (рис. 2.4).

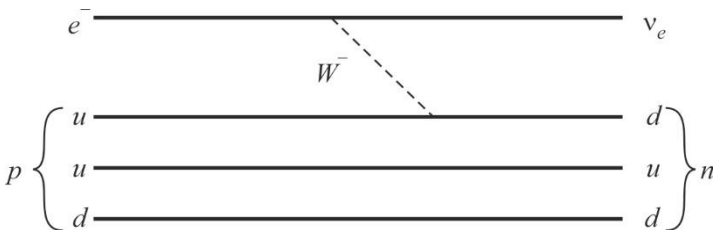


Рис. 2.4. Диаграмма e -захвата

Для того, чтобы происходил любой вид β -распада, он должен быть энергетически выгоден для ядра, т. е. приводить к уменьше-

нию энергии покоя ядра и увеличению энергии связи в ядре. Используя массу, условия β -распада можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \beta^- : \quad & M^{\text{яд}}(A, Z) > M^{\text{яд}}(A, Z + 1) + m_e; \\ \beta^+ : \quad & M^{\text{яд}}(A, Z) > M^{\text{яд}}(A, Z - 1) + m_e; \\ EC : \quad & M^{\text{яд}}(A, Z) + m_e > M^{\text{яд}}(A, Z - 1). \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $M^{\text{яд}}(A, Z)$ – масса покоя исходного ядра; $M^{\text{яд}}(A, Z \pm 1)$ – масса покоя дочернего ядра; m_e – масса покоя электрона (позитрона).

Так как $M^{\text{ат}}(A, Z) = M^{\text{яд}}(A, Z) + Zm_e$, то (2.7) можно переписать, используя массы атомов:

$$\begin{aligned} \beta^- : \quad & M^{\text{ат}}(A, Z) > M^{\text{ат}}(A, Z + 1); \\ \beta^+ : \quad & M^{\text{ат}}(A, Z) > M^{\text{ат}}(A, Z - 1) + 2m_e; \\ EC : \quad & M^{\text{ат}}(A, Z) > M^{\text{ат}}(A, Z - 1). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Можно заметить, что процесс e -захвата энергетически выгоднее позитронного распада, так как при e -захвате используется внутриатомный электрон, а при позитронном распаде рождается позитрон, что дает различие по энергии на $2m_e$. Т. е. параллельно с позитронным распадом всегда происходит и процесс e -захвата, в то время как при малой разности энергий исходного и дочернего ядер возможны случаи, когда происходит только e -захват.

В процессе β -распада выделяется энергия Q_β , которая распределяется между продуктами распада:

$$\begin{aligned} \beta^- : \quad & Q_\beta = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z + 1)]c^2 = E_{\text{к}\beta} + E_{\text{к}\nu} + E_{\text{к}\text{яд}}, \\ & \vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{\text{яд}} = 0; \\ \beta^+ : \quad & Q_\beta = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z - 1) - 2m_e]c^2 = E_{\text{к}\beta} + E_{\text{к}\nu} + E_{\text{к}\text{яд}}, \\ & \vec{p}_\beta + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{\text{яд}} = 0; \\ EC : \quad & Q_\beta = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z - 1)]c^2 = E_{\text{к}\nu} + E_{\text{к}\text{яд}}, \\ & \vec{p}_\nu + \vec{p}_{\text{яд}} = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Классификация β -переходов

Каждое стационарное состояние ядра характеризуется определенной энергией, моментом количества движения J и четностью P . Для того, чтобы β -распад осуществился, необходимо, чтобы начальное и конечное состояния ядра удовлетворяли определенным требованиям, которые называются **правилами отбора** и заключаются в соблюдении законов сохранения энергии, импульса и момента импульса ядра.

Закон сохранения энергии и импульса отражены в формулах (2.9).

Закон сохранения момента импульса заключается в том, что изменение момента импульса ядра равно суммарному изменению момента импульса частиц, участвующих во взаимодействии:

$$\Delta J_{\text{яд}} = \Delta J_{\text{част}} = \Delta J. \quad (2.10)$$

Изменение момента импульса ядра определяется изменениями его орбитального момента и спина:

$$\Delta J = \Delta L + \Delta S, \quad (2.11)$$

$$\Delta L = \Delta L_{\text{яд}} = \Delta L_{\text{част}} = l_{\beta} + l_{\nu}, \quad (2.12)$$

$$\Delta S = \Delta S_{\text{яд}} = \Delta S_{\text{част}} = s_{\beta} + s_{\nu}. \quad (2.13)$$

Спины β -частицы s_{β} и нейтрино (антинейтрино) s_{ν} равны $\pm \frac{1}{2}$. Соответственно, изменение спина ΔS может принимать три значения:

$$\Delta S = 0, -1, +1.$$

Орбитальные моменты β -частицы l_{β} и нейтрино (антинейтрино) l_{ν} могут либо равняться нулю ($l_{\beta} = 0, l_{\nu} = 0$), либо быть больше нуля ($l_{\beta} > 0, l_{\nu} > 0$). Соответственно, изменение орбитального момента ΔL может принимать значения:

$$\Delta L = 0, 1, 2 \text{ и т. д.}$$

В итоге $\Delta J = -1, 0, 1, 2$ и т. д. Чем больше ΔJ отклоняется от 0, тем менее вероятно такое состояние. Таким образом, наиболее вероятны случаи, когда $\Delta J = -1, 0, +1$.

Помимо момента импульса состояние ядра характеризуется его четностью $P_{\text{яд}}$, которая определяется как:

$$P_{\text{яд}} = (-1)^{\sum l_i} = P, \quad (2.14)$$

где l_i – орбитальный момент нуклона i из m нуклонов ядра.

Таким образом, P может принимать значения ± 1 . Соответственно, если четность не изменилась, то $\Delta P = +1$, если изменилась – $\Delta P = -1$.

В соответствии с ΔJ и ΔP β -переходы делятся на разрешенные и запрещенные (см. Приложение 1, таблица 1.П1).

К **разрешенным переходам** относятся переходы с сохранением четности, т. е. $\Delta P = +1$ и $\Delta J = -1, 0, +1$. Этот вид переходов делится в свою очередь на сверхразрешенные и нормально разрешенные (затрудненные).

Сверхразрешенные переходы характерны для зеркальных ядер (ядра, у которых количество нейтронов (протонов) равно количеству протонов (нейтронов)) и четных ядер типа $A = 4n + 2$. Структура ядра при таком переходе не изменяется, поэтому вероятность перехода высока. Такие переходы отличаются малыми периодами полураспада и встречаются у легких и средних ядер.

Нормально разрешенные переходы отличаются от сверхразрешенных меньшим значением матричного элемента (объяснение дано ниже), соответственно, они менее вероятны. Такие переходы отличаются уже бóльшими периодами полураспада и встречаются у средних и тяжелых ядер.

К **запрещенным переходам** относятся переходы с несохранением четности, т. е. $\Delta P = -1$ и/или $\Delta J = \pm 2, \pm 3$ и т. д. Порядок запрета определяется уносимым частицами орбитальным моментом ΔL : при $\Delta L = 1$ – запрещенный переход 1-го порядка, при $\Delta L = 2$ – запрещенный переход 2-го порядка и т. д. В этом случае ядерная структура изменяется в значительной степени, причем, чем выше степень запрета, тем существеннее изменения структуры ядер. Соответственно, такие ядра характеризуются наибольшими периодами полураспада.

Среди запрещенных переходов встречаются **уникальные переходы**. Их уникальность обусловлена в основном результатами

математических расчетов, которые можно изучить дополнительно. Качественно эти переходы отличаются меньшим влиянием кулоновского поля на β -частицы и, как следствие, формой спектра.

Все β -переходы классифицируются также по типу взаимодействия на **переходы Ферми** и **переходы Гамова – Теллера**. В первом случае пара частиц излучается в синглетном состоянии, т. е. суммарный спин равен нулю. Во втором случае пара частиц излучается в триплетном состоянии, т. е. суммарный спин равен единице. Эти переходы обусловлены разными типами взаимодействия – **векторным V** (Ферми) и **аксиально-векторным A** (Гамова – Теллера).

Правила отбора Ферми:

$$\Delta S = 0, \Delta J = \Delta L.$$

Правила отбора Гамова – Теллера:

$$\Delta S = \pm 1, \Delta J = \Delta L \pm 1, 0 \rightarrow 0 \text{ запрещен.}$$

Форма β -спектра разрешенных β -переходов

Распределение электронов (позитронов), испускаемых ядрами при β -распаде, по их кинетическим энергиям называется β -спектром. На рис. 2.5 в качестве примера приведен β -спектр трития, форма которого является типичной для β -распада. Характерной особенностью β -спектра является непрерывное распределение частиц по энергиям от нуля до некоторой строго определенной энергии $E_{\text{к макс}}$, называемой граничной (максимальной) энергией β -спектра. Также на спектре можно определить наиболее вероятную энергию (пик) $E_{\text{к вер}}$ и среднюю по спектру энергию $E_{\text{к ср}}$.

Верхняя граница β -спектра $E_{\text{к макс}}$ соответствует случаю, когда β -частица уносит всю энергию β -распада. Пренебрегая энергией отдачи ядра и считая нулевой массу нейтрино (антинейтрино), $E_{\text{к макс}}$ можно с хорошей точностью определить следующим образом:

$$E_{\text{к макс}} = Q_{\beta}. \quad (2.15)$$

Значения $E_{\text{к макс}}$ могут сильно отличаться для различных радиоактивных ядер и находятся в интервале от нескольких кэВ до нескольких МэВ.

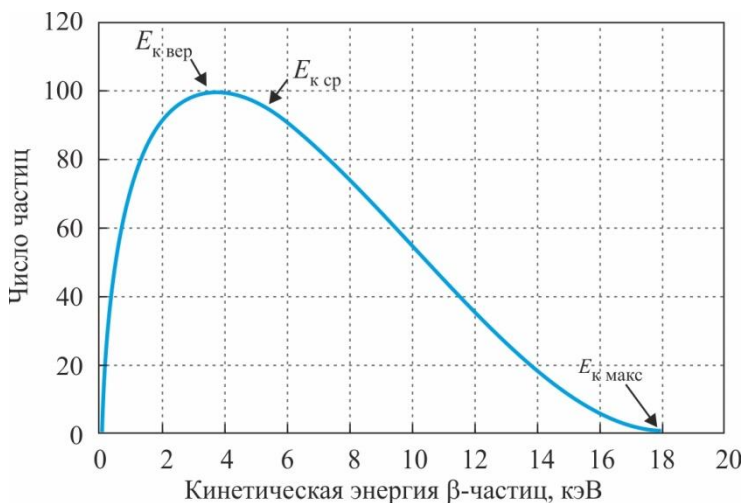


Рис. 2.5. β-спектр трития

Непрерывный характер β-спектра объясняется тем, что β-распад является трехчастичным процессом, т. е. кроме регистрируемого в эксперименте электрона (позитрона) при β-распаде вылетает электронное антинейтрино или нейтрино. Нейтрино (антинейтрино) имеют нулевой заряд, участвуют только в слабом взаимодействии и, как следствие, характеризуются очень слабым взаимодействием с веществом. По современным данным масса нейтрино находится в пределах 0,8 эВ, а средняя длина свободного пробега нейтрино превышает диаметр Земли. В результате регистрация нейтрино является технически сложной задачей. С помощью учебной лабораторной установки можно зарегистрировать только β-частицы. Энергия, освобождаемая при β-распаде ядра, распределяется между тремя частицами: β-частицей, нейтрино (антинейтрино) и конечным ядром. Масса ядра более чем в 10^3 раз превосходит массу β-частицы. Как следствие, энергия отдачи ядра пренебрежимо мала и можно считать, что практически вся энергия распада распределяется между β-частицей и нейтрино (антинейтрино).

Однако роль ядра принципиально важна, так как ядро, принимая на себя импульс отдачи, делает возможным произвольное

соотношение между энергиями, уносимыми β -частицей и нейтрино (антинейтрино). В отсутствие импульса отдачи ядра распад был бы двухчастичным процессом и распределение энергий между вылетающими частицами определялось бы соотношением масс β -частицы и нейтрино (антинейтрино). Спектр β -частиц стал бы дискретным. Итак, при одиночном акте β -распада соотношение энергий β -частицы и нейтрино (антинейтрино) может быть произвольным, т. е. кинетическая энергия β -частицы может принимать любое значение от нуля до максимально возможной энергии $E_{\text{к макс}}$. При большом числе распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения формируется уже не случайное, а вполне определенное распределение вылетающих электронов по энергии (импульсу).

Пренебрегая энергией отдачи ядра и массой нейтрино, в общем виде распределение по импульсу вылетающих частиц разрешенного β -перехода может быть представлено так:

$$dN_{\beta} = \frac{|\mathcal{N}_{fi}|^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} p^2 (E_{\text{макс}} - E)^2 F(Z, E) dp, \quad (2.16)$$

где dN_{β} – количество β -частиц в интервале $p + dp$; p – импульс β -частицы; c – скорость света; \hbar – приведенная постоянная Планка; $|\mathcal{N}_{fi}|^2$ – квадрат модуля матричного элемента β -перехода; $E_{\text{макс}}$ – полная максимальная энергия β -частицы; E – полная энергия β -частицы; $F(Z, E)$ – функция Ферми.

Перейдем к зависимости от полной энергии β -частицы. Для этого выразим импульс частицы через энергию:

$$p = \frac{\sqrt{E^2 - m_e^2 c^4}}{c}, \quad (2.17)$$

$$dp = \frac{dE}{c}, \quad (2.18)$$

$$dN_{\beta} = \frac{|\mathcal{N}_{fi}|^2}{2\pi^3 c^5 \hbar^7} p E (E_{\text{макс}} - E)^2 F(Z, E) dE, \quad (2.19)$$

$$dN_\beta = \frac{|\mathfrak{N}_{fi}|^2}{2\pi^3 c^6 \hbar^7} \sqrt{E^2 - m_e^2 c^4} E (E_{\text{макс}} - E)^2 F(Z, E) dE, \quad (2.20)$$

где m_e – масса электрона.

Часто β -спектр представляют в виде зависимости от энергии в единицах энергии покоя электрона:

$$\varepsilon = \frac{E}{m_e c^2}, \quad (2.21)$$

$$d\varepsilon = \frac{dE}{m_e c^2}, \quad (2.22)$$

$$dN_\beta = \frac{m_e^5 c^4 |\mathfrak{N}_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7} \varepsilon \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^2 F(Z, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (2.23)$$

Из (2.20) можно получить зависимость от кинетической энергии β -частицы, представив полную энергию как сумму кинетической энергии и энергии покоя β -частицы:

$$E = E_k + m_e c^2, \quad (2.24)$$

$$E_{\text{макс}} = E_{k \text{ макс}} + m_e c^2, \quad (2.25)$$

$$dN_\beta = \frac{|\mathfrak{N}_{fi}|^2}{2\pi^3 c^6 \hbar^7} \sqrt{E_k (E_k + 2m_e c^2)} (E_k + m_e c^2) \times \\ \times (E_{k \text{ макс}} - E_k)^2 F(Z, E_k) dE_k. \quad (2.26)$$

Рассмотрим составляющие выражения (2.26).

Матричный элемент β -перехода

Матричный элемент β -перехода \mathfrak{N}_{fi} представляет собой амплитуду вероятности перехода системы из начального состояния i в конечное состояние f . Описывается следующим выражением:

$$\mathfrak{N}_{fi} = \langle f | \mathbf{H}_\beta | i \rangle = \int \Psi_f^* \mathbf{H}_\beta \Psi_i dV, \quad (2.27)$$

где Ψ_i и Ψ_f – волновые функции начального и конечного состояния системы; H_β – гамильтониан слабого взаимодействия; V – объем ядра.

При β -распаде в начальном состоянии существует только ядро, описываемое волновой функцией ψ_i , поэтому $\Psi_i = \psi_i$. После распада образуются три частицы – дочернее ядро, β -частица и нейтрино (антинейтрино) с волновыми функциями ψ_f , ψ_β и ψ_ν . Соответственно $\Psi_f = \psi_f \psi_\beta \psi_\nu$.

В первом приближении выражение (2.27) можно заменить на следующее:

$$\aleph_{fi} = G \int \psi_f^* \psi_\beta^* \psi_\nu^* \psi_i dV = GM_{fi} \quad (2.28)$$

где G – константа слабого взаимодействия, эрг·см³ или Дж·м³; M_{fi} – безразмерный матричный элемент β -перехода.

\aleph_{fi} зависит от типа β -перехода (разрешенный или запрещенный) и типа взаимодействия (Ферми или Гамова – Теллера). Взаимодействия Ферми и Гамова – Теллера, по аналогии с общей формулой (2.27), описываются своими матричными элементами \aleph_F и \aleph_{GT} и константами взаимодействия G_F и G_{GT} , поэтому итоговый матричный элемент представляет собой их комбинацию.

Для разрешенных переходов квадрат модуля матричного элемента перехода имеет самый простой вид:

$$|\aleph_{fi}|^2 = |\aleph_F|^2 \pm |\aleph_{GT}|^2 = G_F^2 |M_F|^2 \pm G_{GT}^2 |M_{GT}|^2, \quad (2.29)$$

$$|\aleph_{fi}|^2 = G_F^2 \left(|M_F|^2 \pm R |M_{GT}|^2 \right), \quad (2.30)$$

$$R = \frac{G_{GT}^2}{G_F^2} = 1,267, \quad (2.31)$$

где M_F и M_{GT} – ядерные матричные элементы переходов Ферми и Гамова – Теллера.

В формулах (2.29), (2.30) для β^- -распада и e -захвата в скобках знак «+», β^+ -распада – знак «-».

При переходах Ферми $|\aleph_{fi}|^2 = |\aleph_F|^2, |\aleph_{GT}|^2 = 0$. И наоборот, при переходах Гамова – Теллера $|\aleph_{fi}|^2 = |\aleph_{GT}|^2, |\aleph_F|^2 = 0$. В смешанных переходах присутствуют оба матричных элемента.

Примером смешанного типа разрешенного β^- -распада является распад свободного нейтрона $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$. Обозначение перехода имеет вид $J_i^P \rightarrow J_f^P$. Во время распада нейтрона не происходит изменения момента, так как $\Delta J = J_i - J_f = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$. Значит возможны и переходы Ферми, и переходы Гамова – Теллера.

Распределение проекций спина у частиц будет следующим:

$(n, p, e^-, \tilde{\nu}_e) \rightarrow (\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow), (\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow)$	$\Delta S=0$	Ферми
$(n, p, e^-, \tilde{\nu}_e) \rightarrow (\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow)$	$\Delta S=1$	Гамова – Теллера

Рассчитанные матричные элементы составляют $|M_F|^2 = 1$, $|M_{GT}|^2 = 3$. Тогда матричный элемент перехода $|\aleph_{fi}|^2 = G_F^2 (1 + 3R)$.

Так как $|\aleph_{fi}|^2$ для разрешенных переходов не зависит от энергии β -частиц, то можно упростить выражение β -спектра:

$$\frac{dN_\beta}{dE_K} = B \sqrt{E_K (E_K + 2m_e c^2)} (E_K + m_e c^2) (E_{K \max} - E_K)^2 F(Z, E_K), \quad (2.32)$$

где B – константа, определяющая вертикальный масштаб спектра. Для проведения качественного сравнения экспериментального и теоретического спектров можно положить $B=1$.

У запрещенных переходов \aleph_{fi} зависит от энергии β -спектра и порядка запрета, в связи с чем имеет сложную форму.

Постоянная Ферми

Постоянная Ферми G_F была введена Э. Ферми как константа слабого взаимодействия в его четырехфермионной теории. Сегодня

теория Ферми получила свое развитие в Стандартной модели, согласно которой каждое фундаментальное взаимодействие описывается своей константой связи взаимодействия α . Константа связи показывает, во сколько раз энергия взаимодействия между двумя протонами E_{int} больше энергии фотона E_{ph} :

$$E_{int} = \frac{g^2}{4\pi r}, \quad (2.33)$$

$$E_{ph} = \frac{hc}{\lambda} = \frac{\hbar c}{r}, \quad (2.34)$$

$$\alpha = \frac{E_{int}}{E_{ph}} = \frac{g^2}{4\pi\hbar c}, \quad (2.35)$$

где g – эффективный заряд взаимодействия (аналог электрического заряда), Кл; λ – длина волны фотона, м; r – расстояние между центрами протонов, м.

Для слабого взаимодействия:

$$g^2 = \frac{4\pi G_F m_p^2 c^2}{\hbar^2}, \quad (2.36)$$

$$\alpha_W = \frac{G_F m_p^2 c}{\hbar^3}, \quad (2.37)$$

где m_p – масса протона, кг.

Через массу W -бозона m_W :

$$\alpha_W = \frac{\sqrt{2} G_F m_W^2 c}{\pi \hbar^3}. \quad (2.38)$$

Функция Ферми

Функция Ферми $F(Z, E_k)$ отражает влияние на энергию β -частиц кулоновского поля атома, которое складывается из поля ядра и поля электронных оболочек (рис. 2.6). Вылетевшие электроны в этом поле тормозятся, а позитроны ускоряются, что приводит к изменению формы β -спектра. Если пренебречь влиянием поля атома ($Z=0$, $F(Z, E_k) = 1$), то спектры электронов и позитронов будут одинаковыми. Явление искажения формы особо ощутимо

в низкоэнергетической области спектра и чем больше заряд ядра, тем больше отклонение от формы $Z = 0$.

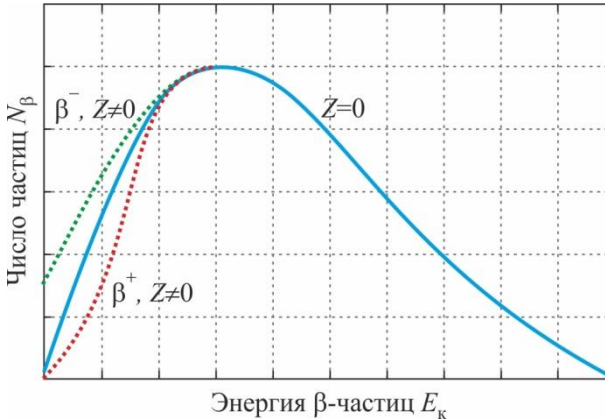


Рис. 2.6. Влияние кулоновского поля атома на β -спектр

Функция Ферми вводится как отношение квадратов модулей волновых функций β -частицы, вычисленных с учетом $\left(|\psi_\beta|_z^2\right)$ и без учета $\left(|\psi_\beta|_0^2\right)$ кулоновского поля ядра в центре ($r = 0$) или на периферии ($r = R$) ядра:

$$F(Z, E_k) = \frac{|\psi_\beta|_z^2}{|\psi_\beta|_0^2}. \quad (2.39)$$

Другими словами, выражение (2.39) представляет собой отношение вероятности нахождения β -частицы в некоторой точке с учетом поля атома к вероятности без учета поля.

В общем случае функция Ферми сложна, ее значения представляются в виде таблиц коэффициента F :

$$F = \frac{\int_0^{E_{\text{к макс}}} \sqrt{E_{\text{к}}(E_{\text{к}} + 2m_e c^2)}(E_{\text{к}} + m_e c^2)(E_{\text{к макс}} - E_{\text{к}})^2 F(Z, E_{\text{к}}) dE_{\text{к}}}{\int_0^{E_{\text{к макс}}} \sqrt{E_{\text{к}}(E_{\text{к}} + 2m_e c^2)}(E_{\text{к}} + m_e c^2)(E_{\text{к макс}} - E_{\text{к}})^2 dE_{\text{к}}}. \quad (2.40)$$

Форма β -спектра запрещенных β -переходов

Спектры запрещенных переходов могут существенно отличаться от спектров разрешенных переходов из-за зависимости матричного элемента \mathfrak{N}_{fi} от энергии β -частиц.

Для запрещенных переходов в выражение для β -спектра (2.32) вводится множитель $S_L(E_k)$ (спектральный форм-фактор), зависящий от энергии β -частиц и порядка запрещения L . В результате для запрещенных переходов:

$$\frac{dN_{\beta}}{dE_{\text{к}}} = BS_L(E_{\text{к}})F(Z, E_{\text{к}})(E_{\text{к}} + 1)(E_{\text{к макс}} - E_{\text{к}})^2 \sqrt{E_{\text{к}}(E_{\text{к}} + 2)}. \quad (2.41)$$

В общем случае функция $S_L(E_k)$ характеризуется сложной зависимостью от энергии, однако для уникальных β -переходов форм-фактор может быть представлен простой функцией (таблица 2.1).

На рисунке 2.7 показано изменение β -спектра, вносимое форм-фактором $S_L(E_k)$.

Таблица 2.1

Форм-фактор уникальных β -переходов

L	$S_L(\varepsilon)$
1	$(\varepsilon^2 - 1) + (\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^2$
2	$(\varepsilon^2 - 1)^2 + \frac{10}{3}(\varepsilon^2 - 1)(\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^2 + (\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^4$
3	$(\varepsilon^2 - 1)^3 + 7(\varepsilon^2 - 1)^2(\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^2 + 7(\varepsilon^2 - 1)(\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^4 + (\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^6$

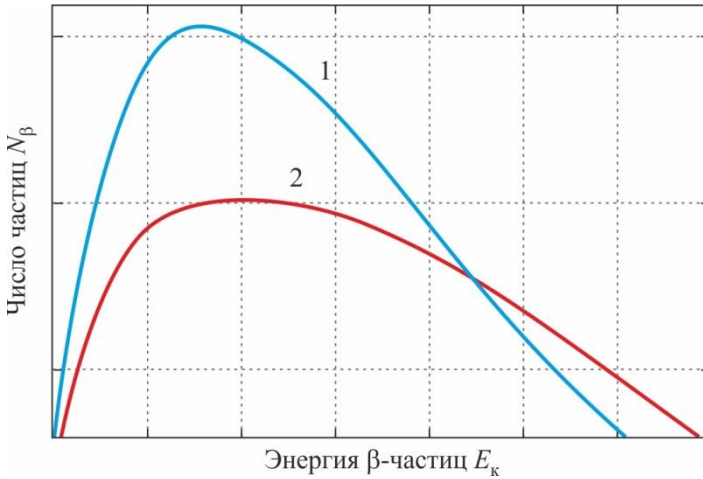


Рис. 2.7. β -спектр:
 1 – с учетом $S_L(E_k)$; 2 – без учета $S_L(E_k)$

Период полураспада

Период полураспада $T_{1/2}$ изотопов, подверженных β -распаду, изменяется в широком диапазоне – от 10^{-2} с до 10^{16} лет. Такая большая вариация значений $T_{1/2}$ объясняется двумя основными причинами:

- вероятность распада существенно зависит от уносимого парой частиц орбитального момента ΔL и ее значение максимально при $\Delta L = 0$.

- период полураспада уменьшается с увеличением энергии распада.

Как известно, период полураспада $T_{1/2}$ связан с вероятностью распада W_β :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{W_\beta}. \quad (2.42)$$

Вычислить вероятность распада в единицу времени позволяет «золотое правило» Ферми. В общем виде это правило опреде-

ляет вероятность перехода W_{fi} между состояниями $i \rightarrow f$ квантовой системы:

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |\mathfrak{N}_{fi}|^2 \rho(E), \quad (2.43)$$

где $\rho(E)$ – плотность конечных состояний с энергией E .

В случае β -распада плотность конечных состояний определяет распределение образовавшихся частиц по энергии, т. е.

$$\rho(E) \sim \sqrt{E_K(E_K + 2m_e c^2)}(E_K + m_e c^2)(E_{K \text{ макс}} - E_K)^2 dE_K.$$

Проинтегрировав (2.32) по всем возможным энергиям, получим вероятность распада в единицу времени:

$$W_\beta = B f_B(E_K) = (m_e c^2)^5 B f_B(\varepsilon). \quad (2.44)$$

$$f_B(E_K) = \int_0^{E_{K \text{ макс}}} F(Z, E_K) S_L(E_K) \sqrt{E_K(E_K + 2m_e c^2)}(E_K + m_e c^2)(E_{K \text{ макс}} - E_K)^2 dE_K, \quad (2.45)$$

$$f_B(\varepsilon) = \int_1^{\varepsilon_{\text{макс}}} F(Z, \varepsilon) S_L(\varepsilon) \varepsilon \sqrt{(\varepsilon^2 - 1)}(\varepsilon_{\text{макс}} - \varepsilon)^2 F(Z, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.46)$$

$$T_{1/2} \sim \frac{1}{E_{K \text{ макс}}^5}, \quad (2.47)$$

$$f_B T_{1/2} = \frac{\ln 2}{(m_e c^2)^5 B} = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_e^5 c^4 |\mathfrak{N}_{fi}|^2}. \quad (2.48)$$

где $f_B T_{1/2}$ – сравнительный период полураспада.

Для описания вероятности β -перехода и степени изменения структуры ядра часто используется величина $\ln(f_B T_{1/2})$, которая применяется также и для классификации β -переходов (см. Приложение 1, таблица 1.П1).

Спектр нейтрино

Так как энергия $E_{K \text{ макс}}$ распределяется практически между двумя частицами, то очевидно, что спектр нейтрино (антинейтри-

но) тоже будет иметь непрерывный характер от нуля до $E_{к \text{ макс}}$ (рис. 2.8). Спектр нейтрино $N_\nu(E_\nu)$ может быть получен из наблюдаемого спектра β -частиц исходя из соотношения:

$$E_\nu = E_{к \text{ макс}} - E_к. \quad (2.49)$$

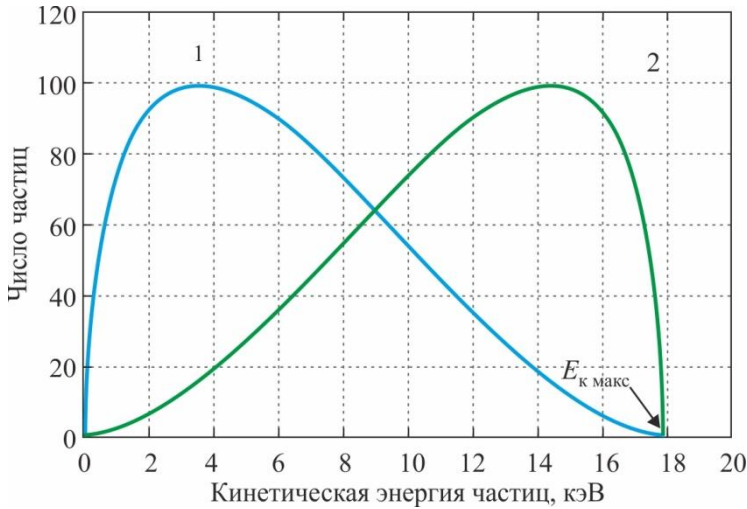


Рис. 2.8. β -спектр (1) и спектр антинейтрино (2) трития

Электронный захват

В случае захвата ядром орбитального электрона образуются конечное ядро и нейтрино. Так как частицы две, то распределение энергии между ними является однозначным, и практически вся она уносится нейтрино, т. е. $Q_\beta = E_{к \nu}$. Поэтому спектр нейтрино является дискретным.

Вероятность e -захвата определяется следующим выражением:

$$W_{EC} = B n f_{EC}, \quad (2.50)$$

где n – коэффициент заполнения оболочки; f_{EC} – аналог функции Ферми.

Как уже упоминалось, когда возможен β^+ -распад, e -захват и β^+ -распад являются конкурирующими процессами. Матричные

элементы этих процессов одинаковые, поэтому отношение вероятности e -захвата к вероятности β^+ -распада следующее:

$$\frac{W_{EC}}{W_{\beta^+}} = \frac{f_{EC}}{f_{\beta^+}}. \quad (2.51)$$

При больших энергиях распада более вероятен β^+ -распад, однако с увеличением Z растет вероятность e -захвата.

Электронный захват всегда сопровождается вторичным излучением. В результате захвата электрона в электронной оболочке атома образуется вакантное место, которое занимает один из внешних орбитальных электронов. Избыток энергии электрона при таком переходе освобождается двумя путями:

- испусканием кванта характеристического рентгеновского излучения;
- испусканием Оже-электрона.

Энергия кванта **характеристического рентгеновского излучения (ХРИ, Characteristic X-rays, CX)** E_{γ}^{CX} определяется разницей между энергиями связи оболочек:

$$E_{\gamma}^{CX} = E_{CB}^K - E_{CB}^L. \quad (2.52)$$

После первого перехода электрона с L -оболочки на K -оболочку образуется вакансия на L -оболочке, которая заполняется электроном с M -оболочки, и т. д. Процесс происходит до тех пор, пока не достигнет внешней электронной оболочки. Каждый переход сопровождается вылетом своего кванта ХРИ. Так как энергия квантов определяется энергиями связи оболочек, спектр ХРИ является дискретным.

Излучение ХРИ ограничено правилами отбора: $\Delta L = \pm 1$; $\Delta J = 0, \pm 1$. Т. е. чтобы при переходе электрона с одной оболочки на другую возник квант ХРИ орбитальный момент электрона ΔL должен измениться на ± 1 , а момент импульса ΔJ должен либо не измениться, либо измениться на ± 1 .

При заполнении вакансии после e -захвата переходящий электрон может передать избыток энергии электрону на своей родной оболочке или электрону на оболочке выше. Если полученная электроном энергия больше его энергии связи, то он покидает атом.

Такой электрон называется **Оже-электроном (Auger electron, AE)**. Допустим произошел e -захват с K -оболочки, вакантное место заполнилось электроном с L_1 -оболочки, а энергия передалась электрону на L_2 -оболочке. Такой переход обозначается как KL_1L_2 . Тогда кинетическая энергия Оже-электрона E_{ke}^{AE} с L_2 -оболочки следующая:

$$E_{ke}^{AE} = E_{CB}^K - E_{CB}^{L_1} - E_{CB}^{L_2} \quad (2.53)$$

где $E_{CB}^K, E_{CB}^{L_1}, E_{CB}^{L_2}$ – энергии связи электрона K -, L_1 - и L_2 -оболочек.

В результате одного Оже-процесса на одну закрытую вакансию образуются две новые вакансии. Таким образом, процесс продолжается до тех пор, пока не будет достигнута внешняя оболочка атома. Каждый переход сопровождается вылетом Оже-электрона. Так как энергия Оже-электронов определяется энергиями связи оболочек, спектр Оже-электронов является дискретным.

ХРИ и Оже-процесс являются конкурирующими. Поэтому один акт e -захвата может сопровождаться несколькими квантами ХРИ и/или несколькими Оже-электронами. Сумма вероятностей обоих процессов составляет единицу. Для характеристики относительной интенсивности этих процессов в рамках отдельной оболочки используют **флуоресцентный выход**:

$$\omega = \frac{N_{\gamma}^{CX}}{N_{\gamma}^{CX} + N_e^{AE}} \quad (2.54)$$

где N_{γ}^{CX} – количество квантов ХРИ, излучаемых на единицу вакансии в отдельной электронной оболочке; N_e^{AE} – количество Оже-электронов, испускаемых на единицу вакансии в отдельной электронной оболочке.

Процессы, сопровождающие β -распад

Согласно закону сохранения энергии (2.9), энергия β -распада распределяется либо между тремя (β^{\pm} -распад), либо между двумя частицами (e -захват). Ранее мы не учитывали энергию дочернего ядра, полагая, что энергия β -распада практически полностью рас-

пределяется между β -частицей и нейтрино (антинейтрино) (β^\pm -распад) или уносится нейтрино (e -захват). Это справедливо для случая, когда дочернее ядро образуется в основном состоянии. Однако довольно часто дочернее ядро образуется в возбужденном состоянии. Тогда следует изменить закон сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \beta^\pm: \quad Q_\beta &= E_{\text{к}\beta} + E_{\text{к}\nu} + E_{\text{яд}}^*, \\ EC: \quad Q_\beta &= E_{\text{к}\nu} + E_{\text{яд}}^*, \end{aligned} \quad (2.55)$$

где $E_{\text{яд}}^*$ – энергия возбуждения ядра, т. е. разница между энергией возбужденного и основного состояния.

Переход возбужденного ядра в основное состояние возможен двумя путями:

- 1) испусканием γ -квантов с энергией $E_\gamma = E_{\text{яд}}^*$;
- 2) испусканием электронов внутренней конверсии.

Излучение ядром γ -кванта подчиняется правилам отбора:

$$\begin{aligned} |J_i - J_f| &\leq j_\gamma \leq J_i + J_f, \\ j_\gamma &= 1, 2, 3, \dots \\ \frac{P_i}{P_f} &= (-1)^{j_\gamma} \quad \text{или} \quad \frac{P_i}{P_f} = (-1)^{j_\gamma+1}. \end{aligned} \quad (2.56)$$

где J_i, J_f – моменты импульса ядра в начальном и конечном состояниях; j_γ – момент импульса γ -кванта; P_i, P_f – четность ядра в начальном и конечном состояниях.

Явление **внутренней электронной конверсии (internal conversion, IC)** заключается в передаче энергии возбуждения одному из орбитальных электронов, как правило, электрону K - или L -оболочки, т. к. они находятся ближе к ядру. Кинетическая энергия таких электронов будет определяться разностью между энергией возбуждения дочернего ядра ΔE^* и энергией связи электрона для данной оболочки E_{CB} :

$$E_{\text{ке}}^{IC} = \Delta E^* - E_{CB}. \quad (2.57)$$

Энергия связи электрона (потенциал ионизации) известна для большинства атомов, ее можно найти в соответствующих таблицах.

Так как энергии уровней ядра имеют строго определенные значения, спектры γ -квантов и конверсионных электронов являются дискретными.

Процесс испускания конверсионных электронов является конкурентным по отношению к излучению γ -кванта, если последний не запрещен правилами отбора. Отношение числа испущенных конверсионных электронов N_e^{IC} к числу испущенных γ -квантов N_γ называется **коэффициентом внутренней конверсии**:

$$\alpha_{IC} = \frac{N_e^{IC}}{N_\gamma}. \quad (2.58)$$

Коэффициент внутренней конверсии зависит от энергии перехода между ядерными состояниями, атомного номера, типа оболочки, из которой выбивается электрон, от энергии и мультипольности γ -излучения. Наряду с β -частицами и γ -квантами, конверсионные электроны вносят вклад в формирование сложного спектра, регистрируемого детектором в реальном эксперименте.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В данной работе проводится исследование β -распадов радиоактивных изотопов ^{22}Na и ^{137}Cs , схемы распадов которых приведены на рисунках 2.9 и 2.10.

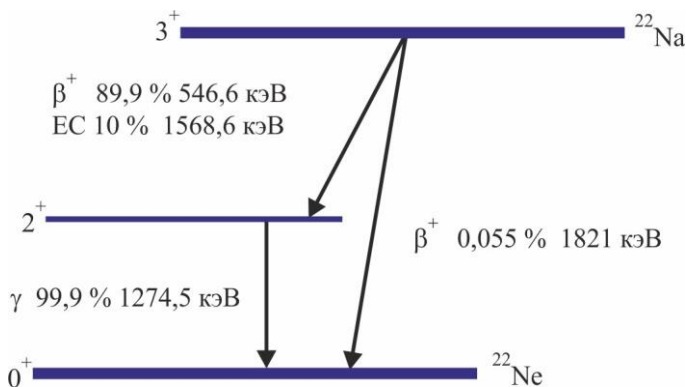


Рис. 2.9. Схема распада ^{22}Na

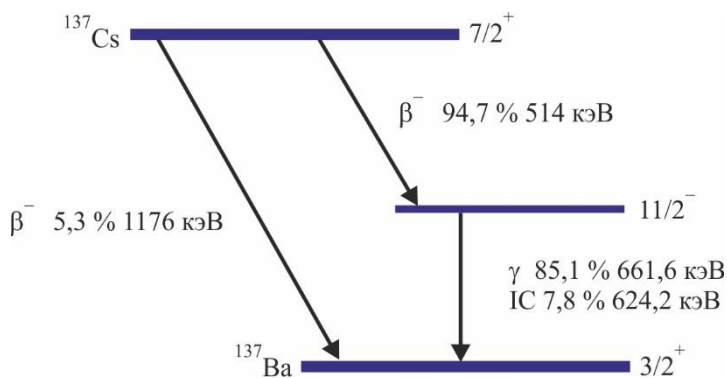


Рис. 2.10. Схема распада ^{137}Cs

Описание установки

В качестве бета-спектрометра в данной работе используется сцинтилляционный спектрометр «БЕТА-1С» (АО «НПЦ «АСПЕКТ») на основе органического сцинтиллятора (рис. 2.11). Данный спектрометр регистрирует β^- излучение с энергией от 0,2 до 3 МэВ. Относительное энергетическое разрешение по линии конверсионных электронов 624 кэВ (^{137}Cs) составляет не более 15 %.

Детектор расположен в одном корпусе с усилителем импульсов и аналого-цифровым амплитудным анализатором-преобразователем, формирующим цифровой сигнал на основании аналоговых импульсов, поступающих с усилителя, подключенного к выходу детектора. В итоге на выходе блока



Рис. 2.11. Спектрометр «БЕТА-1С»

детектирования формируется цифровой сигнал, поступающий по USB кабелю к компьютеру. На компьютере установлена специальная программа набора и обработки данных **SpectraLineBG**, позволяющая записывать данные, поступающие с детектора, в виде спектров, а также проводить их первичную обработку.

Регистрация β -излучения в «БЕТА-1С» осуществляется органическим сцинтиллятором. Если β -распад сопровождается вылетом γ -кванта, детектор будет регистрировать наряду с электроном и γ -квант, т. е. в эксперименте будет наблюдаться суммарный спектр β -частиц и γ -квантов. Длина пробега γ -квантов в веществе L_γ много больше, чем длина пробега L_e β -электронов сравнимых энергий. Вследствие этого в β -спектрометре используют органические сцинтилляторы с $L_e < L_{\text{СЦ}} < L_\gamma$ для увеличения относительной эффективности регистрации электронов в сравнении с γ -квантами.

Для получения чистого β -спектра необходимо вычесть γ -спектр из наблюдаемого суммарного спектра γ -квантов и электронов. Для этого воспользуемся соотношением $L_e \ll L_\gamma$. Очевидно, что если между детектором и радиоактивным источником поместить поглотитель, толщина которого превосходит L_e , то сцинтилляционный детектор будет регистрировать только γ -кванты. Кроме того, если толщина поглотителя намного меньше длины поглощения γ -квантов, можно с хорошей точностью пренебречь изменением интенсивности и спектральных характеристик потока γ -квантов при прохождении через поглотитель.

Даже моноэнергетические γ -кванты, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, приводят к формированию сложного спектра, внося определенный вклад в каждый из каналов спектрометра. Следовательно, для корректного выделения β -спектра необходимо провести поканальное вычитание γ -спектра из суммарного спектра.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Внимание! *Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Спектрометр бета-излучения БЕТА-1С». Эксперимент проводится только под непосредственным контролем лаборанта или преподавателя.*

1. Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола, вставить электронный ключ № 1 в USB порт компьютера. Открыть программу **SpectraLineBG**. В открывшемся окне программы во вкладке «Анализатор» выбрать команду «Открыть». Должно открыться окно анализатора импульсов (см. рис. 2.12).
2. Очистить память анализатора с помощью клавиши **F2** или нажатием на кнопку очистки (см. рис. 2.12).
3. Установить источник излучения ^{22}Na в измерительную кювету спектрометра бета-излучения.

Напоминание: *при работе с источниками ионизирующего излучения запрещается подвергать их разрушающим воздействиям, брать незащищенными руками, подносить к глазам, забирать с собой или как-либо еще использовать не по назначению.*

4. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ok**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **900 секунд**. Данный спектр является суммарным спектром β - и γ -излучения, поскольку набор происходит без использования поглотителя между источником излучения и детектором.
5. Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Сохранить набранный спектр с помощью команды «**Сохранить спектр**» во вкладке «**Файл**». При сохранении выбрать формат файла **GBS** с расширением **.spe**.

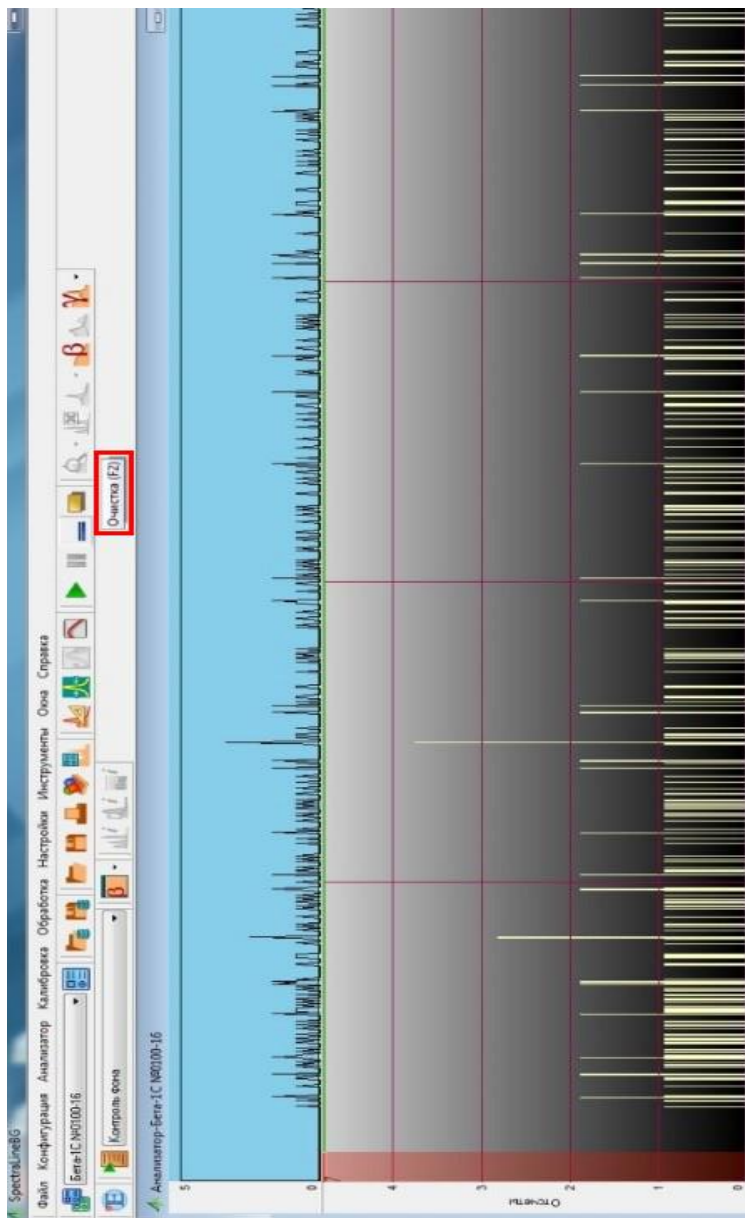


Рис. 2.12. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

6. Поместить между источником и детектором поглотитель, толщина которого больше, чем длина пробега электронов β -спектра ^{22}Na в веществе поглотителя ($L_e = 0,6$ мм). В этом случае детектор будет регистрировать только γ -кванты. Не изменяя геометрию эксперимента и режима работы, набрать и записать спектр γ -квантов. Перед началом записи нового спектра очистить память анализатора с помощью клавиши **F2**.

Внимание! *Время набора спектра γ -квантов должно быть таким же, как время набора суммарного спектра (см. п. 4).*

7. Очистить память анализатора с помощью клавиши **F2** или нажатием на кнопку очистки (см. п. 2).
8. Установить источник излучения ^{137}Cs в измерительную кювету спектрометра бета-излучения.
9. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ok**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **600 секунд**.
10. Поместить между источником и детектором поглотитель, толщина которого больше, чем длина пробега электронов β -спектра ^{137}Cs в веществе поглотителя ($L_e = 0,8$ мм). В этом случае детектор будет регистрировать только γ -кванты. Не изменяя геометрию эксперимента и режима работы, набрать и записать спектр γ -квантов. Перед началом записи нового спектра очистить память анализатора с помощью клавиши **F2**.
11. После завершения набора необходимо получить калибровочное соотношение бета-спектрометра, связывающее линейной зависимостью номер канала спектрометра и энергию β -излучения, которое регистрирует детектор. Данное калибровочное соотношение можно найти в сохраненных файлах спектров, если открыть их с помощью текстового редактора (рис. 2.13).

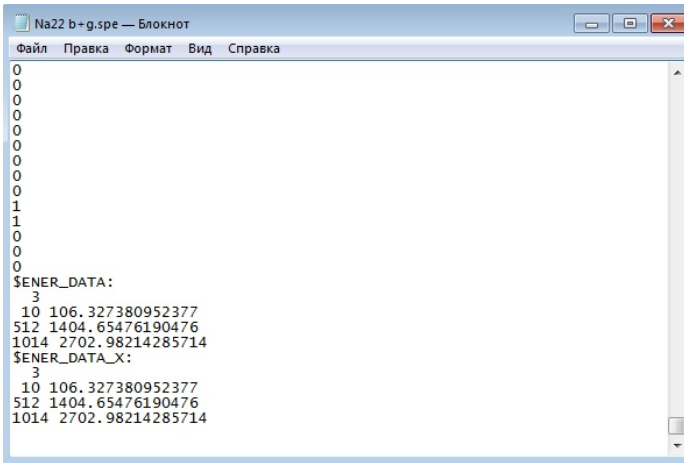


Рис. 2.13. Спектр формата GBS с расширением *.spe*, открытый в текстовом редакторе

Блок данных по энергетической калибровке приведен в конце файла спектра. Значениям номеров каналов в левом столбце (10, 512, 1014) приводятся в соответствие значения энергий в кэВ в правом столбце (106,3273...; 1404,6545...; 2702,9821...). Энергетическая калибровка шкалы спектрометра представляет собой линейную зависимость номера канала n и энергии E в единицах кэВ. Соответственно, используя данные, приведенные в файле спектра, необходимо построить зависимость, описываемую уравнением вида

$$n = a \cdot E + b. \quad (2.59)$$

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Изучение β -спектра ^{22}Na

Задание 1. Определить типы β -переходов при распаде ^{22}Na (см. Приложение 2).

Задание 2. Извлечь суммарный спектр и γ -спектр ^{22}Na из сохраненных файлов с расширением *.spe*, открыв их в текстовом редакторе (блокнот). Информация в файле представляет собой харак-

Построить β -спектр ^{22}Na S_β , проведя поканальное вычитание γ -спектра из суммарного спектра S_{total} :

$$S_\beta = S_{total} - S_\gamma. \quad (2.60)$$

Задание 3. Сгладить полученный спектр позитронов, используя алгоритм «бегущих медиан».

Задание 4. Оценить соотношение интенсивностей процессов β -распада ядра ^{22}Na . При оценке экспериментального значения граничной энергии β -спектра необходимо учесть тот факт, что изотоп ^{22}Na претерпевает как прямой β -распад в основное состояние дочернего ядра, так и распад с образованием промежуточного возбужденного состояния дочернего ядра (см. схему распада рис. 2.9). Таким образом, в эксперименте регистрируется две группы β -частиц с разной граничной энергией, т. е. два β -спектра.

Оценить вклад от каждой из компонент β -распада можно проведя аппроксимацию экспериментальных данных теоретической зависимостью (2.32), дающей форму β -спектра. Если переход является уникальным, необходимо учесть форм-фактор (таблица 2.1). Функцию Ферми при этом считать константой, входящей в коэффициент B .

Применяя данную формулу, можно построить зависимость, аналогичную той, что приведена на рисунке 2.15, и представляющей собой теоретическую форму β -спектра источника $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, являющегося составным β -излучателем, с двумя значениями граничных энергий β -спектра. Переходы у обоих изотопов являются уникальными 1-го порядка запрещения, поэтому в выражение (2.32) добавляется соответствующий множитель из таблицы 2.1.

Задание сводится к правильному подбору коэффициентов B , определяющих вклад той или иной компоненты β -спектра ^{22}Na , формирующих конечный экспериментальный спектр, за счет сравнения построенной теоретической зависимости и результатов эксперимента. Полученные коэффициенты необходимо сравнить со значениями вероятности β -распада по прямому каналу или по каналу с образованием промежуточного возбужденного ядра.

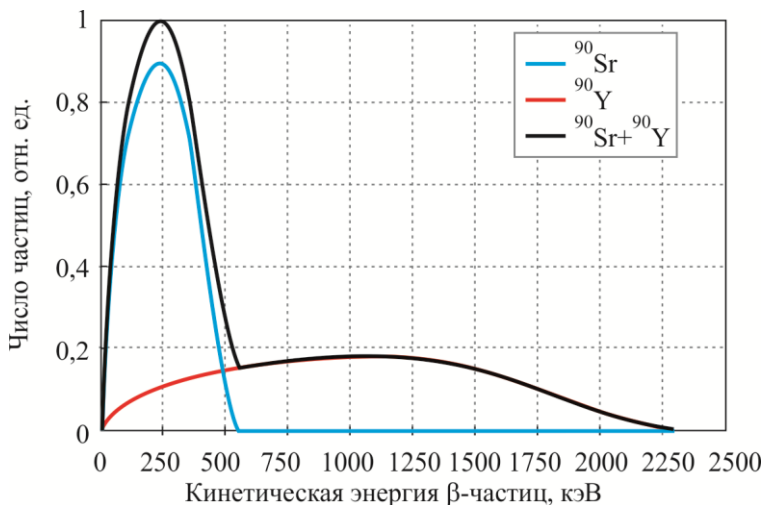


Рис. 2.15. Теоретический вид бета-спектра источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$, полученный с использованием соотношения

Задание 5. Определить характеристики экспериментального β -спектра ^{22}Na . Найти по графику канал, соответствующий максимальной интенсивности в экспериментальном β -спектре. В силу линейной зависимости номера канала спектрометра от энергии позитронов, найденный канал соответствует наиболее вероятной энергии β -спектра $E_{\beta \text{ вер}}$. Определить по графику канал $i_{\text{макс}}$, соответствующий максимальной (граничной) энергии β -спектра $E_{\beta \text{ макс}}$. Используя калибровочное соотношение спектрометра, вычислить значение максимальной энергии β -спектра позитронов источника ^{22}Na .

Сравнить полученные значения с табличными данными максимальной и наиболее вероятной энергией бета-частиц данного источника.

Задание 6. Построить спектр нейтрино β^+ -распада, учитывая, что каждому позитрону в канале i (с энергией E_{β}) соответствует нейтрино с энергией $E_{\beta \text{ макс}} - E_{\beta}$. Следовательно, правило построения спектра нейтрино можно записать, например, в виде

$$S_{vi} = S_{\beta i_{\text{макс}} - i}.$$

Задание 7. Повторить *задание 5* для спектра нейтрино и сравнить характеристики спектра позитронов и нейтрино.

Изучение β -спектра ^{137}Cs

Задание 8. Определить типы β -переходов при распаде ^{137}Cs (ПРИЛОЖЕНИЕ 2).

Задание 9. Произвести построение экспериментального спектра источника ^{137}Cs , состоящего из β -спектра и из пика конверсионных электронов, аналогично построению спектра ^{22}Na в *задании 2*.

Задание 10. Аппроксимировать пик конверсионных электронов нормальным распределением и найти интегральное число конверсионных электронов N_e^{IC} .

Задание 11. Построить β -спектр ^{137}Cs путем вычитания из спектра электронов, полученного в *задании 9*, спектра конверсионных электронов, найденного в *задании 10*.

Задание 12. Определить характеристики экспериментального β -спектра ^{137}Cs аналогично *заданию 5*. Определить также полное число электронов β -спектра N_β , суммируя отсчеты по каналам спектра, полученного в *задании 11*.

Задание 13. Определить интегральное число γ -квантов, сопровождающих β -распад. Вероятность вылета γ -кванта с энергией 661,7 кэВ составляет 85,1 % по отношению к количеству распадов. Каждый распад сопровождается вылетом β -частицы, соответственно, интегральное количество β -частиц N_β равно количеству распадов. Зная N_β , находим интегральное число γ -квантов N_γ .

Задание 14. Используя определение коэффициента внутренней конверсии (формула (2.58)), найти его экспериментальное значение и сравнить с теоретическим.

Задание 15. Построить спектр антинейтрино и определить характеристики спектра аналогично *заданиям 6 и 7*.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сколько видов β -распадов наблюдается в природе?
2. Какими процессами обусловлены β -распады?
3. Каковы энергетические условия β -распада?
4. Чем объясняется непрерывный характер β -спектра?
5. Как влияет кулоновское поле ядра на форму β -спектра?
6. Классификация типов β -переходов.
7. Каковы особенности взаимодействия позитронов с веществом?
8. Объясните смысл явления внутренней конверсии.
9. Какими процессами сопровождается внутренняя конверсия?
10. Укажите причины, вызывающие отличие экспериментально полученного коэффициента внутренней конверсии от теоретического.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Behrens H., Jänecke J. *Numerical Tables for Beta Decay and Electron Capture, Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*. Springer Berlin Heidelberg, 1969. 316 p.
2. Wu C.S., Moszkowski S.A., Grodzins L. Beta decay. *Physics Today*, 1967, vol. 20, no. 8, pp. 60-61.
3. Krane K.S. *Introductory nuclear physics*. – John Wiley & Sons, 1988. 845 p.
4. Пучкова Е.В. *Физика и химия бета-превращений: Учебное пособие*. СПб.: ВВМ, 2010. 104 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица 1.П1

Классификация β -переходов

Тип перехода		Правило отбора	$\ln (fT_{1/2})$	Пример	$T_{1/2}, E_{\text{к макс}}$
Разрешенные	сверхразрешенный	$\Delta J = 0, \pm 1$ $\Delta P = +1$ $L = 0$	3,5±0,2	$^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$	70,6 с, 1,8 МэВ
				$^{22}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Na}$	3,9 с, 3,1 МэВ
				$^{74}\text{Rb} \rightarrow ^{74}\text{Kr}$	64,8 мс, 9,4 МэВ
	нормально разрешенный	$\Delta J = 0, \pm 1$ $\Delta P = +1$ $L = 0$	5,7±1,1	$n \rightarrow p$	10,2 мин, 782,4 кэВ
				$^{17}\text{F} \rightarrow ^{17}\text{O}$	64,4 с, 1,7 МэВ
				$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$	2,6 лет, 546,7 кэВ
Запрещенные	1-го порядка	$\Delta J = 0, \pm 1$ $\Delta P = -1$ $L = 1$	7,5±1,5	$^{38}\text{Cl} \rightarrow ^{38}\text{Ar}$	37,2 мин, 2,7 МэВ
	уникальный 1-го порядка	$\Delta J = \pm 2$ $\Delta P = -1$ $L = 1$	8,5±0,7	$^{137}\text{Cs} \rightarrow ^{137}\text{Ba}$	30 лет, 514 кэВ
	2-го порядка	$\Delta J = \pm 2$ $\Delta P = +1$ $L = 2$	12,1±1,0	$^{36}\text{Cl} \rightarrow ^{36}\text{Ar}$	3×10^5 лет, 709,5 кэВ
	уникальный 2-го порядка	$\Delta J = \pm 3$ $\Delta P = -1$ $L = 1$	11,7±0,9	$^{10}\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B}$	$1,5 \times 10^6$ лет, 556 кэВ
	3-го порядка	$\Delta J = \pm 3$ $\Delta P = -1$ $L = 3$	18,2±0,6	$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$	5×10^{10} лет, 282,2 кэВ

Продолжение таблицы 1.П1

Тип перехода		Правило отбора	$\ln (fT_{1/2})$	Пример	$T_{1/2}, E_{\text{к макс}}$
Запрещенные	уникальный 3-го порядка	$\Delta J = \pm 4$ $\Delta P = -1$ $L = 3$	15,2	$^{40}\text{Kr} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$	$1,3 \times 10^9$ лет, 1,3 МэВ
	4-го порядка	$\Delta J = \pm 4$ $\Delta P = +1$ $L = 4$	22,7	$^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$	$4,4 \times 10^{14}$, 497,5 кэВ

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Определение типа β -перехода

Классификация β -переходов основана на изменении спина и четности ядра. Соответственно, необходимо знать спин и четность начального и конечного ядер. Эти характеристики можно определить, используя модель ядерных оболочек (рис. 1.П2).

На рис. 1.П2 в круглых скобках показано максимальное число нуклонов на конкретной подоболочке, в квадратных скобках – суммарное максимальное число нуклонов нижележащих оболочек. Буквенное обозначение оболочек s, p, d, f, \dots соответствует орбитальному моменту нуклона, находящегося на этой оболочке, т. е. $0, 1, 2, 3, \dots$. Нижний индекс у оболочки определяет полный момент нуклона j . Например, $f_{7/2}$ означает, что нуклон на этом уровне имеет полный момент $j = 7/2$ и орбитальный момент $l = 3$.

Ниже приведены этапы определения типа β -перехода.

1. Определение типов начального и конечного ядер – четно-четное, четно-нечетное или нечетно-нечетное.

У **четно-четных ядер** спин всегда равен 0, а четность положительная, т. е. $J^P = 0^+$. Для любых двух нуклонов одного типа на одном и том же одночастичном уровне наиболее выгодным по энергии состоянием будет состояние с полным моментом $j = 0$ (действие сил спаривания). Соответственно, при четном количестве нуклонов спин ядра равен $J = \sum j = 0$.

Сумма орбитальных моментов нуклонов в этом случае всегда будет четным числом, поэтому, согласно формуле (2.14), четность ядра будет положительной.

Примеры – $^{16}_8\text{O}$ (рис. 1.П2), ^4_2He , $^{90}_{40}\text{Zr}$.

У **четно-нечетных ядер** спин и четность ядра определяется неспаренным нуклоном. Например, ядро ^7_3Li имеет 3 протона и 4 нейтрона. Неспаренным нуклоном является протон на подоболочке $1p_{3/2}$. Соответственно, спин ядра $J = 3/2$. Орбитальный момент для p -оболочки равен $l = 1$, поэтому четность ядра $P = (-1)^l =$

-1 . В итоге для ^7_3Li имеем $\frac{3}{2}^-$.

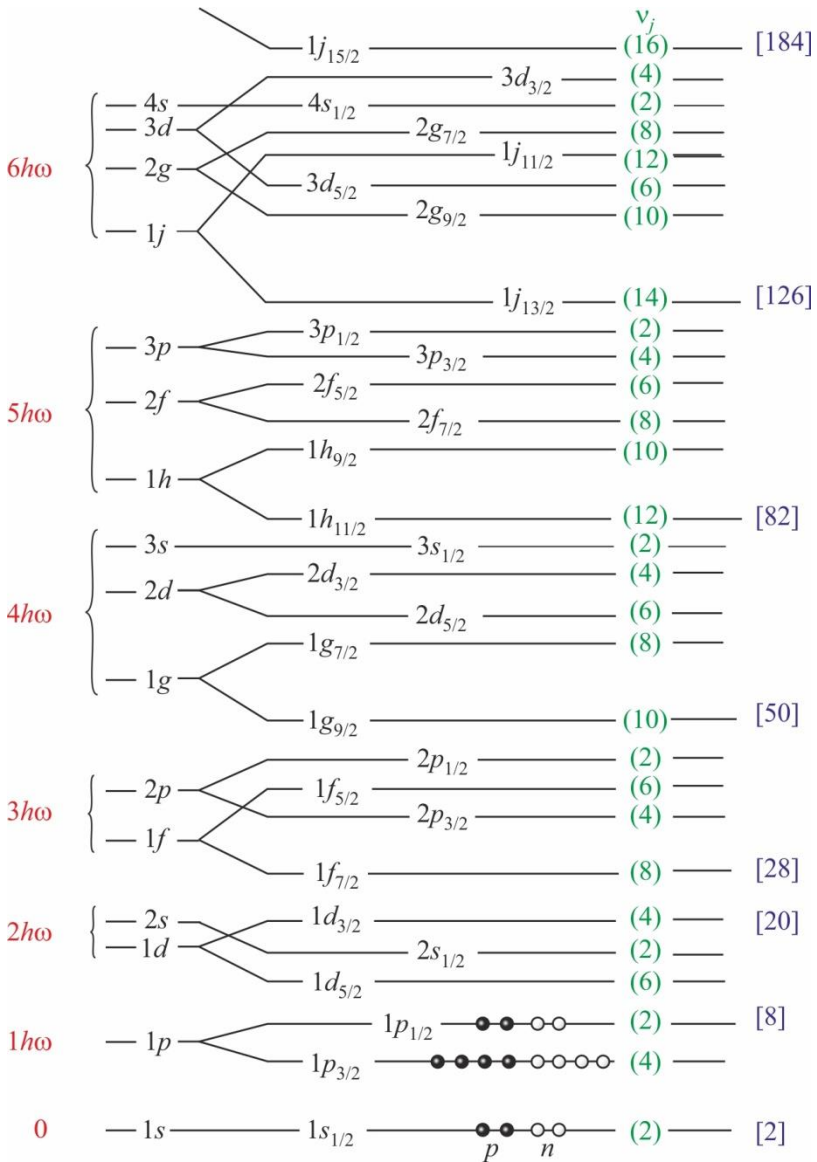


Рис. 1.П2. Схема ядерных одночастичных уровней. Приведено расположение нуклонов в основном состоянии $^{16}_8\text{O}$

У **нечетно-нечетных ядер** спин и четность ядра определяется двумя неспаренными нуклонами. Четность равна произведению четностей протона и нуклона, т. е. $P = (-1)^{l_p + l_n}$. Для спина ядра можно найти пределы его возможных значений – $|l_p - l_n| \leq J \leq |l_p + l_n|$ – истинное значение определяется экспериментально. Например, ядро ${}^{26}_{13}\text{Al}$ имеет неспаренные протон и нейтрон на уровне $1d_{5/2}$. Четность ядра положительная, так как $P = (-1)^{2+2} = +1$, спин может принимать значения от 0 до 5. Экспериментально определено, что ядро ${}^{26}_{13}\text{Al}$ находится на уровне 5^+ .

2. Расчет спина и четности начального и конечного ядер

3. Расчет изменения спина и четности при переходе из начального ядра в конечное ядро.

4. Определение типа β -перехода см. приложение 1, таблице 1.П1.

Пример

Рассмотрим распад ${}^{40}_{19}\text{K}$, который имеет все три вида β -распада (рис. 2.П2).

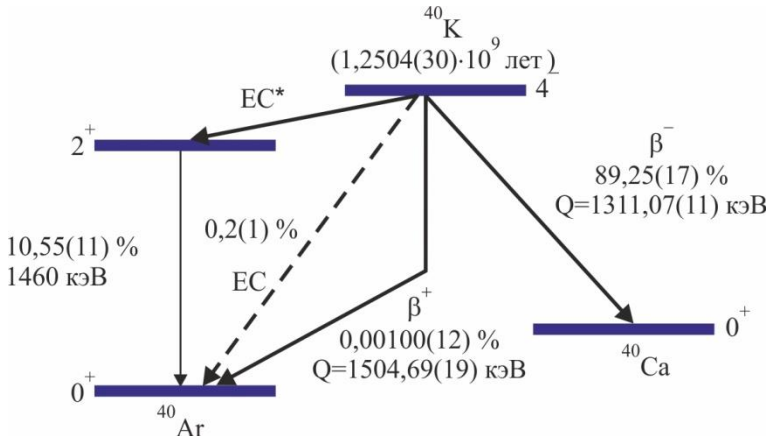


Рис. 2.П2. Схема распада ${}^{40}_{19}\text{K}$

Ядро ${}_{19}^{40}\text{K}$ имеет 19 протонов и 21 нейтрон, т. е. является нечетно-нечетным. Неспаренный протон находится на уровне $1d_{3/2}$, неспаренный нейтрон – на уровне $1f_{7/2}$. Четность ядра является отрицательной, так как $P = (-1)^{l_p+l_n} = (-1)^{2+3} = -1$. Спин ядра находится в пределах от 2 до 5, экспериментально определено, что $J = 4$. В итоге состояние ядра – 4^- .

β^- -распад

При β^- -распаде ядро ${}_{19}^{40}\text{K}$ превращается в ядро ${}_{20}^{40}\text{Ca}$, которое является четно-четным, т. е. его уровень 0^+ . Тогда изменение спина равно $\Delta J = 4 - 0 = 4$, изменение четности равно $\Delta P = \frac{P_{\text{K}}}{P_{\text{Ca}}} = \frac{-1}{+1} = -1$. По таблице 1.П1, приложение 1 находим, что это уникальный переход 3-го порядка запрета.

β^+ -распад и e -захват

При β^+ -распаде и e -захвате ядро ${}_{19}^{40}\text{K}$ превращается в ядро ${}_{18}^{40}\text{Ar}$, которое является четно-четным, т. е. его уровень 0^+ . Тогда изменение спина равно $\Delta J = 4 - 0 = 4$, изменение четности равно $\Delta P = \frac{P_{\text{K}}}{P_{\text{Ar}}} = \frac{-1}{+1} = -1$. По таблице 1.П1, приложение 1 находим, что это уникальный переход 3-го порядка запрета.

Ядро ${}_{18}^{40}\text{Ar}$ может образоваться в возбужденном состоянии на уровне 2^+ . В этом случае $\Delta J = 4 - 2 = 2$, $\Delta P = \frac{P_{\text{K}}}{P_{\text{Ar}}} = \frac{-1}{+1} = -1$.

По таблице 1.П1, приложение 1 находим, что это уникальный переход 1-го порядка запрета.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение абсолютного и относительного методов измерения активности источников ионизирующего излучения и их применения при контроле и учете делящихся и радиоактивных материалов при их перевозке через таможенные и контрольно-пропускные пункты; изучение принципа действия и устройства полупроводникового гамма-детектора на основе особо чистого германия; овладение навыками работы на современной аппаратуре, предназначенной для спектрометрических измерений гамма-излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Явление радиоактивности

Радиоактивность – процесс самопроизвольных превращений атомных ядер, сопровождающихся испусканием частиц. К основным радиоактивным процессам относятся α -распад, β -распад, γ -излучение, спонтанное деление.

Наблюдения за радиоактивными превращениями ядер показали, что распады являются стационарными случайными процессами, для которых все моменты времени равноправны, и, следовательно, радиоактивные ядра не имеют возраста. Явление радиоактивного распада, как случайный процесс, должно изучаться только статистическими методами.

Наблюдения за радиоактивными ядрами показали также, что вероятность распадов не зависит от агрегатного состояния вещества и в очень широких пределах не зависит от температуры, давления, электрических и магнитных полей и других внешних факторов.

Вероятность распада ядра за единицу времени λ называется **постоянной распада**. Она дает возможность определить среднее число распадов dN за время dt из исходного количества ядер N :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N. \quad (3.1)$$

Уравнение (3.1) представляет собой дифференциальную запись закона радиоактивного распада. Знак « \leftarrow » соответствует убыванию числа ядер в процессе распада. В интегральном виде уравнение (3.1) запишется следующим образом:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.2)$$

где $N(t)$ – среднее число ядер, оставшихся к моменту времени t , т. е. не распавшихся за время t ; N_0 – среднее число ядер в момент, выбранный за начало наблюдения.

Следует обратить внимание на множитель $e^{-\lambda t}$. Он имеет очевидный смысл вероятности для ядра не распасться за конечное время t .

Из уравнения (3.1) легко найти связь постоянной распада λ с **периодом полураспада** $T_{1/2}$, т. е. временем, за которое число радиоактивных ядер убывает вдвое по сравнению с N_0 :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.3)$$

Иногда удобно пользоваться понятием **среднего времени жизни ядра** τ . Очевидно, что $\tau = 1/\lambda$, и, как следует из (3.2), это время, за которое число радиоактивных ядер убывает в e раз.

Знание λ и количества соответствующих радиоактивных ядер в образце N_0 позволяет оценить полное число распадов в единицу времени:

$$A = \lambda N_0. \quad (3.4)$$

Величина A называется **активностью**. В отличие от λ , активность характеризует интенсивность распадов образца в целом, а не отдельного ядра. Из уравнений (3.2) и (3.4) видно, что активность убывает также по экспоненциальному закону:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (3.5)$$

Единицей активности в системе СИ является **беккерель** (Бк). Он соответствует одному распаду в секунду: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$. Также часто используется внесистемная единица активности – кюри (Ки): $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/с}$. Такую активность имеет 1 г Ra.

В целом ряде ядерно-физических задач требуется знать не полную активность образца (она может быть очень большой, если образец большой по массе), а удельную, т. е. отнесенную к единице массы (Бк/кг), объема (объемная активность, Бк/м³, Бк/л) или поверхности (поверхностная активность, Бк/м²).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ

Абсолютный метод расчета активности

При радиоактивном распаде ядер возникают частицы (α , β , γ), которые при попадании в детектор могут быть зарегистрированы. Однако количество зарегистрированных частиц в единицу времени (скорость счета), как правило, не совпадает с действительной активностью источника (образца).

Для расчета активности образца часто требуется знать точные условия проведения эксперимента по регистрации того или иного излучения. К таким условиям относятся, например, геометрия эксперимента (телесный угол, под которым детектор видит образец), свойства источника излучения (квантовый выход гамма-линий, активность на начальный момент времени, период полураспада, вероятность поглощения и рассеяния в толще образца), эффективность регистрации детектором данного излучения (для каждого детектора ионизирующего излучения эффективность является сугубо индивидуальной функцией, нелинейно зависящей от энергии при прочих неизменных условиях). При очень больших активностях сказывается также влияние просчетов в регистрации.

Метод расчета активности, использующий информацию о вышеприведенных условиях эксперимента, получил название «абсолютный». Выражение для расчета активности на момент начала измерения данным методом можно выразить из определения внутренней эффективности регистрации. **Внутренняя эффек-**

тивность регистрации – это отношение количества частиц, зарегистрированных детектором $N_{\text{рег}}$, к количеству частиц, попавших в детектор $N_{\text{поп}}$:

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \frac{N_{\text{рег}}}{N_{\text{поп}}}. \quad (3.6)$$

Расчет активности гамма-источников производится по пику полного поглощения на полученном спектре гамма-источника. В этом случае количество зарегистрированных частиц – это интегральное число импульсов в пике полного поглощения, т. е. $N_{\text{рег}} = N_{\text{ппп}}$. Количество попавших в детектор частиц определяется условиями эксперимента и характеристиками источника:

$$N_{\text{поп}} = \frac{G_{\text{од}} \cdot A \cdot k \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}{\lambda}, \quad (3.7)$$

где $G_{\text{од}}$ – геометрический фактор «образец – детектор»; A – активность на момент начала измерения, Бк; k – квантовый выход гамма-линии; λ – постоянная распада изотопа, с^{-1} ; $t_{\text{изм}}$ – время измерения, с.

Объединяя (3.6) и (3.7), получаем выражение для экспериментального определения внутренней эффективности регистрации:

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \frac{N_{\text{ппп}} \cdot \lambda}{G_{\text{од}} \cdot A \cdot k \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}. \quad (3.8)$$

Выражение для расчета активности на момент начала измерения:

$$A = \frac{N_{\text{ппп}} \cdot \lambda}{G_{\text{од}} \cdot \varepsilon_{\text{вн}} \cdot k \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}. \quad (3.9)$$

При $T_{1/2} \gg t_{\text{изм}}$ выражения (3.8) и (3.9) можно упростить:

$$\varepsilon_{\text{вн}} = \frac{N_{\text{ппп}}}{G_{\text{од}} \cdot A \cdot k \cdot t_{\text{изм}}}, \quad (3.10)$$

$$A = \frac{N_{\text{ппп}}}{G_{\text{од}} \cdot \varepsilon_{\text{вн}} \cdot k \cdot t_{\text{изм}}} = \frac{K \cdot N_{\text{ппп}}}{t_{\text{изм}}}, \quad (3.11)$$

где K – коэффициент, в котором заключены факторы влияния на связь между измеренным числом импульсов и активностью исследуемого образца.

Часто термин «эффективность регистрации» заменяют на «фотоэффективность» или «эффективность по фотопику», поскольку расчет эффективности проводится по пику полного поглощения, который формируется за счет процесса фотоэффекта протекающего в объеме детектора при регистрации гамма-квантов.

Геометрический фактор $G_{од}$ для чувствительной части детектора в виде цилиндра высотой d и радиусом r в случае точечной геометрии (рис. 3.1) может быть рассчитан с использованием следующей формулы:

$$G_{од} = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_2} \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_2) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right). \quad (3.12)$$

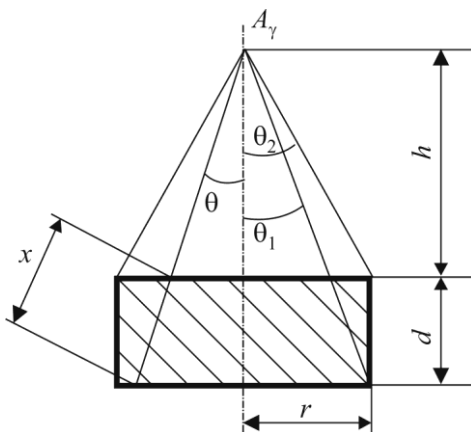


Рис. 3.1. Геометрия «образец – детектор» в случае точечного источника и цилиндрического детектора (x – путь, проходимый гамма-квантами в чувствительной части детектора)

Формулы (3.6) – (3.11) дают значения для одной линии гамма-спектра, т. е. если спектр гамма-источника имеет несколько линий, то формулы (3.6) – (3.11) следует применять для каждой линии отдельно. В этом случае расчет учитывает свойства конкретной линии излучения, т. е. $N_{ппп}$ – это интегральное число импульсов в рассматриваемом пике полного поглощения, а $N_{поп}$ представляет собой теоретическое значение частиц именно данной линии,

попавших в чувствительный объем детектора (соответственно, квантовый выход используется также именно для данной обрабатываемой линии).

Соответственно, при расчете активности абсолютным методом для источников, содержащих несколько линий гамма-излучения, может быть получено несколько значений активности (расчет можно проводить по разным линиям энергии, дающим разные значения фотоэффективности и имеющим разное интегральное значение зарегистрированных импульсов в пике полного поглощения). Например, для ^{133}Ba (рис. 3.2) получится как минимум пять значений эффективности и активности.

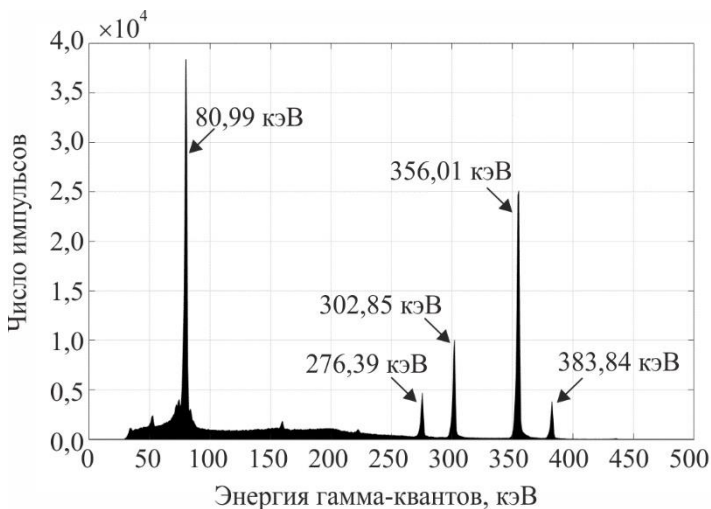


Рис. 3.2. Измеренный спектр источника гамма-излучения ^{133}Ba

Абсолютный метод определения активности широко используется при контроле транспортировки делящихся и радиоактивных материалов, если по каким-то причинам нежелательно вскрывать контейнер с перевозимым источником излучения. В таких случаях информация о свойствах контейнера и перевозимых в нем источников излучения, заявленная в транспортных документах, позволяет с помощью абсолютного метода рассчитать активность источника,

находящегося в закрытом контейнере, тем самым убедившись в сохранности перевозимого количества радиоактивных материалов.

Подобный расчет полностью аналогичен расчету активности абсолютным методом, с той лишь разницей, что в соотношение, связывающее число зарегистрированных импульсов и активность исследуемого образца, вводится дополнительный коэффициент, учитывающий ослабление излучения в контейнере.

Соответственно, соотношение (3.11) можно записать в следующем виде:

$$A = \frac{K_1 \cdot N_{\text{имп}}}{t_{\text{изм}}}, \quad (3.13)$$

где коэффициент K_1 связан с коэффициентом K следующим соотношением:

$$K_1 = \frac{K}{e^{-\mu \cdot d}}, \quad (3.14)$$

где μ – линейный коэффициент ослабления гамма-излучения определенной энергии (таблица 3.1), см^{-1} ; d – толщина стенки контейнера, см.

Таблица 3.1

Некоторые значения линейного коэффициента ослабления гамма-излучения, см^{-1}

Энергия излучения, МэВ	Свинец	Железо	Медь	Алюминий	Бетон	Вода
0,1	60	2,82	3,94	0,444	0,378	0,171
0,2	11,8	1,13	1,40	0,323	0,275	0,137
0,3	4,76	0,85	0,95	0,278	0,236	0,119
0,4	2,51	0,73	0,824	0,251	0,214	0,106
0,5	1,72	0,66	0,732	0,228	0,194	0,0967
1,0	0,79	0,47	0,522	0,166	0,141	0,0706
1,5	0,58	0,38	0,426	0,137	0,116	0,0576
2,0	0,51	0,33	0,371	0,117	0,100	0,0493
5,0	0,49	0,25	0,282	0,075	0,064	0,0302
Плотность вещества, г/см^3	11,34	7,89	8,9	2,7	2,3	1,0

Значения коэффициента для промежуточных энергий могут быть получены с помощью метода МНК или взяты из справочника [1].

Относительный метод расчета активности

Относительный метод измерения не требует знания коэффициента K , но требует наличия соответствующего радиоактивного источника с известной активностью (эталонного образца).

В соответствии с рассуждениями, приведенными для абсолютного метода измерения активности, число зарегистрированных импульсов от эталона N_3 связано с известной активностью эталона A_3 следующим соотношением:

$$A_3 = \frac{K \cdot N_3}{t_{\text{изм}}^3} \quad (3.15)$$

Измерение неизвестной активности исследуемого образца A_x , имеющего те же размеры и плотность, что и эталон, и содержащего тот же радионуклид, следует проводить в полностью идентичных условиях, т. е. в той же геометрии эксперимента и при том же режиме работы установки, что и для эталона. Только в этом случае коэффициент K в (3.15) будет равен K в (3.16)

$$A_x = \frac{K \cdot N_x}{t_{\text{изм}}^x} \quad (3.16)$$

Из (3.15) и (3.16) получаем формулу, связывающую неизвестную активность с эталонной за счет соотношения скоростей счета (или зарегистрированного числа импульсов) при измерениях эталона и исследуемого образца:

$$A_x = \frac{n_x}{n_3} \cdot A_3 \quad (3.17)$$

где n_x и n_3 – скорости счета исследуемого образца и эталона, соответственно.

Таким образом, относительный метод измерения активности сводится к измерению скоростей счета импульсов от эталона и исследуемого образца при полностью идентичных условиях измерения. Примечательно, что в данном методе можно сравнивать инте-

гральные скорости счета эталона и образца, что несколько упрощает определение активности и повышает точность метода.

Следует иметь в виду, что в действительности все измерения активностей проводятся в присутствии фона. Фон создается в основном космическими частицами и естественной радиоактивностью, а также собственными шумами детектора. И если от первых двух источников фона можно частично защититься экраном, то шумы детектора, как правило, неустранимы. В формуле (3.17) предполагается, что число фоновых отсчетов в единицу времени $n_{\phi} \ll n_x$ и $n_{\phi} \ll n_y$.

При измерении малых активностей влияние фона возрастает, и пренебрежение им недопустимо, так как это будет приводить к грубым ошибкам в оценке результатов.

Относительный метод определения активности обычно применяется для измерения удельной активности жидких или сыпучих веществ, а также при измерении активности продуктов питания. В большинстве случаев данный метод предполагает работу с объемными источниками.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание установки

Гамма-спектрометр, используемый в данной работе, – полупроводниковый детектор с *p-i-n* переходом из особо чистого германия (ОЧГ-детектор) GEM-10P4 производства фирмы ORTEC.

Разработка детекторов большого объема из ОЧГ с концентрацией электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см^{-3} является главным достижением за последние годы в технологии полупроводниковых детекторов (ППД). Если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление проводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого объема с *p-i-n*-переходом. При концентрации примесей в германии около 10^{10} см^{-3} и менее удается создать обедненную носителями область в переходе шириной около 1 см. Основным преимуще-

ством детекторов из ОЧГ является то, что они могут храниться без охлаждения.

В настоящее время ППД из ОЧГ вытесняют литий-дрейфовые детекторы Ge(Li). Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения особо чистого германия. Методы производства детекторов из ОЧГ подобны методам производства литий-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа.

При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в образец на глубину порядка 10^{-4} см. Слой лития является n^+ -контактом, p^+ -контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия. Радиус такого коаксиального детектора может составлять 2-3 см, высота – 6-7 см. Изготавливаются и плоские ППД из ОЧГ. Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при смещении 600 В и концентрации атомов примесей 10^{10} см $^{-3}$ ширина обедненной зоны достигает 1 см. Максимальная концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с шириной обедненной зоны 1 см, составляет $3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. ОЧГ-детекторы отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около 10^{-11} А). Поэтому энергетическое разрешение таких детекторов лучше, чем у Ge(Li).

На рис. 3.3 в качестве примера приведен аппаратурный спектр гамма-излучения, полученный с помощью коаксиального ОЧГ-детектора с энергетическим разрешением 1,9 кэВ по линии 1173 кэВ.

Чувствительная часть детектора (кристалл ОЧГ) расположена в верхней части корпуса детектора и представляет собой вертикально ориентированный цилиндр диаметром 50,5 мм и высотой 31,3 мм. Расстояние от верхней плоскости кристалла ОЧГ до внутренней стенки корпуса детектора составляет 3 мм. Толщина стенки корпуса 1,27 мм (алюминий).

Питание детектора осуществляется с помощью источника высокого напряжения, встроенного в плату анализатора SBS-50, управляемого программным способом с персонального компьютера. Питание предусилителя детектора также осуществляется с по-

мощью выхода на плате анализатора. Плата спектрометрического анализатора управляется с помощью **программы набора и обработки спектров eSBS**.

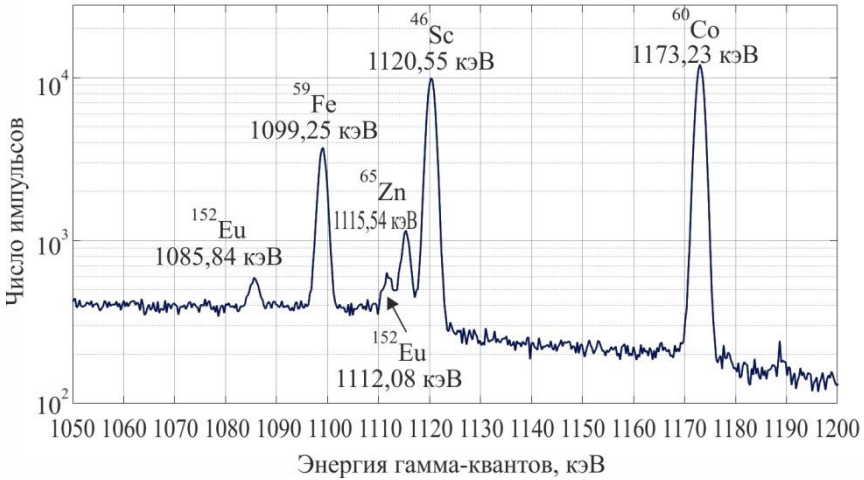


Рис. 3.3. Часть спектра наведенной активности образца горной породы, облученной тепловыми нейтронами в реакторе МИФИ при времени выдержки 180 дней

Внешний вид и общая схема гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, приведена на рисунках 3.4, 3.5.

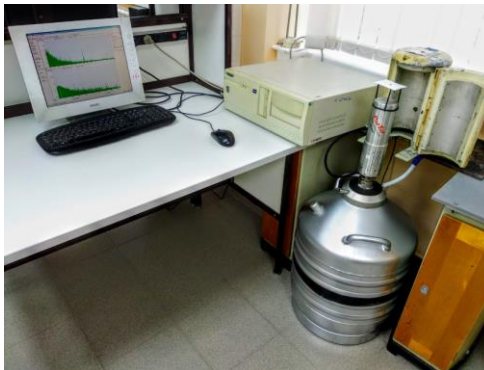


Рис. 3.4. Внешний вид установки

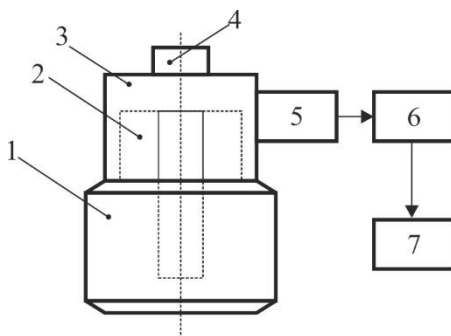


Рис. 3.5. Структурная схема установки

- 1 – сосуд Дьюара; 2 – ОЧГ ППД; 3 – криостат;
4 – место установки исследуемых образцов; 5 – предусилитель;
6 – анализатор импульсов (специализированная плата SBS-50,
вставляемая в ПК);
7 – устройство ввода и вывода информации (ПК)

Подготовка спектрометра к работе

1. Убедиться в надежности установки детектора с сосудом Дьюара (детектор установлен в сосуд без перекосов, сосуд устойчиво стоит на полу).

2. Проверить правильность и надежность подключения соединительных кабелей. Кабель с разъемом питания предусилителя детектора (RS-232) подключается к соответствующему гнезду на плате анализатора. Кабель с разъемом для высокого напряжения (BNC HV) и сигнальный кабель (output 1, BNC) также подключаются к соответствующим разъемам на плате анализатора.

3. Включить персональный компьютер, дождаться загрузки рабочего стола. Запустить программу набора и обработки спектров **eSBS**. При запуске программы появится предложение подать высокое напряжение на детектор. Рабочее напряжение детектора ОЧГ составляет +1800 В. Установить время подъема напряжения **5 минут** и включить подачу напряжения на детектор.

4. Дальнейшая работа с детектором осуществляется в соответствии с руководством пользователя программы **eSBS**.

5. По завершении работы необходимо отключить высокое напряжение с детектора.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источников ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя/инженера.

Задание 1. Калибровка спектрометра

Произвести калибровку спектрометра программными средствами. Для этого следует набрать спектр излучения совместно установленных источников ^{133}Ba и ^{60}Co в течение **10 минут** с учетом фона. Установка источников производится с учетом максимально допустимого значения мертвого времени в размере **5 %**. Используя руководство оператора программы, провести калибровку спектрометра. Проверить калибровку по уже набранному спектру (использовать другие линии энергии ^{133}Ba).

В случае если проведенная калибровка оказалась удовлетворительной, приступить к дальнейшему выполнению работы. Удовлетворительной считается калибровка, при которой точность совпадения табличного и экспериментального значения энергии гамма-линии нуклида составляет ± 3 кэВ. В противном случае произвести подкалибровку спектрометра с помощью одной линии. По окончании подкалибровки сохранить набранный спектр как калибровочный в двух форматах (**.sps** и **.spe**). Формат спектров **.spe**, открываемый большинством текстовых редакторов (например, с помощью редактора «Блокнот»), позволит обрабатывать их в любой другой сторонней программе (Mathcad, Origin и др.). Формат **.sps** позволит при необходимости работать с набранными в данной работе спектрами в среде программы **eSBS** (программу можно получить во время выполнения работы).

Далее в отсутствие источников излучения набрать спектр фона в течение **10 минут**, сохранить его в формате **.spe**. В даль-

нейшем этот спектр будет использоваться как фоновый для обработки каждого измерения.

Задание 2. Получение зависимости фотоэффективности от энергии гамма-излучения для ППД из ОЧГ

Произвести поочередно запись спектров гамма-излучения источников ^{133}Ba , ^{60}Co и ^{22}Na , после чего с помощью возможностей программы обработки спектров или сторонней среды обработки определить необходимые характеристики набранных спектров для расчета значений фотоэффективности детектора из ОЧГ. Значение времени набора спектров установить в размере **10 минут** для каждого источника. Сохранить набранные спектры в формате **.spe**.

Измерить расстояние h между точкой расположения источников и внешней поверхностью корпуса детектора для расчета геометрического фактора.

Результаты измерений занести в таблицу 3.2. Учесть наличие нескольких линий гамма-квантов для изотопов.

Таблица 3.2

Фотоэффективность ППД ОЧГ

Источник	E_γ , кэВ	k , %	h , см	$G_{\text{од}}$	$\epsilon_{\text{вн}}$, %
^{60}Co					
^{133}Ba					
^{22}Na					

На основании данных таблицы 3.2 построить график зависимости эффективности регистрации гамма-излучения от энергии зарегистрированных гамма-линий.

Задание 3. Измерение активности исследуемого образца абсолютным методом

Провести запись спектра источника ^{207}Bi . Время набора спектра установить **10 минут**. Сохранить полученный спектр. Произвести расчет активности исследуемого образца абсолютным методом. Получить несколько значений активности данным методом исполь-

зую в расчетах различные линии гамма-излучения исследуемого источника.

Результаты измерений занести в таблицу 3.3.

Таблица 3.3

Активность исследуемого образца. Абсолютный метод

Источник	E_γ , кэВ	k , %	n , имп/с	$\varepsilon_{\text{ВН}}$, %	А, Бк
^{207}Bi					

Задание 4. Измерение активности исследуемого образца относительным методом

Провести запись спектра источника ^{207}Bi , взятого из другого набора ОСГИ. Источник установить в то же положение, что и источник ^{207}Bi из задания № 3. Сохранить полученный спектр.

На основании спектров источников ^{207}Bi из разных наборов ОСГИ, набранных в заданиях № 3 и № 4, произвести расчет значения активности исследуемого образца относительным методом. Источник ^{207}Bi из задания № 3 – исследуемый образец, источник ^{207}Bi из задания № 4 – эталон. Сравнить полученный результат с результатом предыдущего задания.

Результаты измерений занести в таблицу 3.4.

Таблица 3.4

Активность исследуемого образца. Относительный метод

Источник	A_3 , Бк	n_3 , имп/с	n_x , имп/с	A_x , Бк
^{207}Bi				

Задание 5. Измерение активности источника, находящегося в контейнере

Провести поочередно набор спектров источников ^{137}Cs и ^{60}Co , помещенных в свинцовый контейнер с толщиной стенки d . Установить время набора **10 минут**. Произвести измерения необходимых геометрических параметров эксперимента (размеры контейнера, расстояние до детектора и т. д.). Сохранить полученные спектры. Используя ранее полученную кривую зависимости фотоэффективности от энергии, рассчитать активности данных изото-

пов с учетом поправки на поглощение части излучения в контейнере.

Результаты измерений занести в таблицу 3.5.

Таблица 3.5

Поправка на поглощение в контейнере

Источник	Ослабление, %	d , см	$G_{\text{од}}$	$A_{\text{паспорт, Бк}}$	A , Бк
^{60}Co					
^{137}Cs					

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Методы определения активности радиоактивных образцов.
2. Эффективность регистрации и фотоэффективность.
3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом.
4. Расчет поправки на ослабление гамма-излучения.
5. Полупроводниковый детектор на основе особо чистого германия.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. *Защита от ионизирующих излучений*. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1995. 496 с.
2. Райлли Д. и др. *Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов*. М.: БИНОМ, 2000. 720 с.
3. Будыка А.К. *Спектрометрия ионизирующих излучений. Гамма-спектрометрия: Учебное пособие для вузов*. М.: НИЯУ МИФИ, 2021. 224 с.
4. Бушуев А.В., Кожин А.Ф., Алеева Т.Б., Петрова Е.В., Зубарев В.Н. *Практическая спектрометрия ядерных излучений: Учебное пособие*. М.: НИЯУ МИФИ, 2016. 260 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4. ОДНОКРИСТАЛЬНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение принципа действия и устройства однокристалльных сцинтилляционных спектрометров гамма-излучения на основе сцинтилляторов с различным энергетическим разрешением; освоение работы на спектрометре; экспериментальное определение основных параметров гамма-спектров; нахождение энергетического разрешения спектрометра.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сцинтилляционные спектрометры широко применяются для решения многих задач прикладной ядерной физики. Объясняется это, прежде всего, такими свойствами сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации многих видов излучений, высокая временная разрешающая способность, способность измерять энергию частиц и гамма-квантов. Аппаратура для сцинтилляционных измерений проста по конструкции и надежна в эксплуатации. Недостатком сцинтилляционного метода исследования излучений является невысокое энергетическое разрешение и сложность обработки результатов измерений.

Так как большинство сцинтилляторов создают световые вспышки по величине пропорциональные поглощенной энергии, то, измеряя величину световой вспышки, т. е. амплитуду импульса на аноде фотоумножителя, можно измерить энергию частицы. Измерение спектрального распределения гамма-излучения сводится к измерению спектра амплитуд импульсов и введению соответствующих аппаратурных поправок.

Для получения хороших характеристик сцинтилляционного спектрометра сцинтиллятор должен поглощать гамма-излучение с большой эффективностью. Коэффициент поглощения зависит в основном от энергии гамма-излучения и от плотности сцинтиллятора.

Значение коэффициента линейного поглощения μ определяется тремя основными механизмами взаимодействия гамма-излучения с веществом.

При взаимодействии гамма-излучения с энергией $0,5 \leq E \leq 2,5$ МэВ с легкими веществами преобладает явление рассеяния. В результате рассеяния гамма-квант, сталкиваясь с электроном, теряет часть своей энергии и изменяет направление движения.

Изменение энергии гамма-кванта с частотой ν_0 в случае комптоновского рассеяния может быть выражено следующей формулой:

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}, \quad (4.1)$$

где ν' – частота рассеянного гамма-кванта, θ – угол между падающим и рассеянным гамма-квантами.

Явление комптоновского рассеяния на электроне характеризуется коэффициентом σ_C .

Величина коэффициента рассеяния, рассчитанная на один атом, пропорциональна концентрации электронов в единице объема поглощающего вещества:

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 Z \left[\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right], \quad (4.2)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ [см], $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, σ_C [см²].

Для мягкого гамма-излучения преобладающим видом взаимодействия с тяжелыми веществами является фотоэффект, харак-

теризующийся коэффициентом σ_{ph} . В результате этого явления гамма-квант полностью отдает свою энергию электрону.

Коэффициент поглощения σ_{ph} выражает долю квантов, поглощаемых на единице пути в веществе. Величина коэффициента поглощения пропорциональна числу атомов поглощающего вещества в 1 см^3 выражается следующей формулами:

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} \cdot 1,09 \cdot 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13,61}{E_\gamma} \right)^2 \text{ см}^2 \text{ при } \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \ll 1, \quad (4.3)$$

$$\sigma_{ph} = \frac{5}{4} \cdot 1,34 \cdot 10^{-33} Z^5 \left(\frac{1}{E_\gamma} \right)^2 \text{ см}^2 \text{ при } \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \gg 1,$$

где E_γ в [эВ].

Для гамма-квантов с энергией, большей 1,02 МэВ, при взаимодействии с тяжелыми веществами может происходить образование пар электрон-позитрон. Это явление не имеет существенного значения для естественных радиоактивных элементов.

Численное значение коэффициента $\sigma_{\text{пар}}$, характеризующего явление образования пар, отнесенное к одному атому, выражается формулой

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] [\text{см}^2] \quad (4.4)$$

при $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll m_e c^2 \left(\frac{137}{Z} \right)$.

Ослабление гамма-излучения в целом характеризуется коэффициентом, учитывающим все три описанные выше явления, и происходит по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot d}, \quad (4.5)$$

где N — число гамма-квантов после прохождения слоя поглотителя толщиной d ; N_0 — первоначальное число гамма-квантов; μ — коэффициент ослабления гамма-излучения:

$$\mu = \sigma_{ph} + \sigma_C + \sigma_{\text{пар}}, [\text{см}^2/\text{г}] \quad (4.6)$$

Экспоненциальный закон поглощения достаточно хорошо соблюдается для узкого пучка лучей, выделенного с помощью диафрагмы.

Коэффициент μ возрастает с увеличением плотности вещества в большинстве случаев по линейному закону, поэтому имеет место соотношение

$$\frac{\mu}{\rho} \approx \text{const.} \quad (4.7)$$

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОКРИСТАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Основными характеристиками сцинтилляционного спектрометра являются эффективность, светосила и разрешающая способность. Светосилой спектрометра η называется отношение числа фактически регистрируемых им за единицу времени частиц или квантов одной энергетической группы к полному числу частиц или квантов той же энергетической группы, испускаемых источником. Светосила спектрометра определяется двумя факторами: геометрической эффективностью (эффективным телесным углом) ω , определяющей, какая доля излучения, испускаемого источником, попадает в детектор, и эффективностью регистрации $\bar{\eta}$, определяющей, какая часть поступающего в детектор излучения будет фактически зарегистрирована.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром определяется из выражения

$$\bar{\eta} \cong 1 - e^{-\mu \cdot x}, \quad (4.8)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения гамма-излучения; x – путь, пройденный фотонами в сцинтилляторе.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 4.1).

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (4.9)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевой, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им разрешению – величине, обратной разрешающей способности, – и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100\%. \quad (4.10)$$

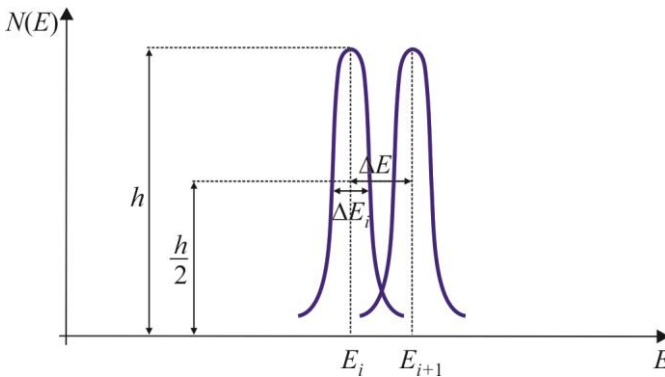


Рис. 4.1. К определению энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, т. е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 4.1), приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i иногда называют полушириной линии E_i)

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100\%, \quad (4.11)$$

где ΔE_i – полуширина линии с энергией E_i .

Процесс образования квантов света в сцинтилляторе под действием гамма-квантов или заряженных частиц является процессом статистическим. Статистический характер носят также и последующие процессы: соби́рание фотонов на фотокатод умножителя, эмиссия фотоэлектронов с фотокатода, соби́рание фотоэлектронов на первый динод, процесс умножения электронов на динодах. В соответствии с этим наблюдается статистический разброс амплитуд выходных импульсов около некоторого среднего значения, что приводит к конечному значению разрешения.

Число фотонов, попадающих из сцинтиллятора на фотокатод, в общем случае

$$m_1 = \frac{E \cdot \chi \cdot F \cdot f}{E_\phi}, \quad (4.12)$$

где E – энергия частицы; E_ϕ – средняя энергия фотонов; χ – конверсионная эффективность сцинтиллятора; F – коэффициент оптической прозрачности сцинтиллятора; f – коэффициент светосбора.

В результате поглощения света сцинтиллятора в фотокатоде из него выбиваются фотоэлектроны. Число фотоэлектронов G , выбиваемых одним квантом света, зависит от фотоэлектрических свойств фотокатода и от его оптической прозрачности по отношению к падающему световому излучению. Величину G принято называть конверсионной эффективностью фотокатода по отношению к фотонам с оптимальной для данного фотокатода частотой.

При попадании в фотокатод образуется n фотоэлектронов, причем

$$n = m_1 \cdot G \cdot p(\nu), \quad (4.13)$$

где множитель $p(\nu) \leq 1$ учитывает отклонение частоты фотонов от оптимальной для данного фотокатода частоты фотонов ν_0 и зависит от материала фотокатода и его подложки. Произведение $G \cdot p(\nu)$ может быть названо средней эффективностью фотокатода.

Число электронов N , достигшее анода ФЭУ в результате попадания на фотокатод m_1 световых фотонов, равно

$$N = m_1 G p(v) c q^k, \quad (4.14)$$

где c – коэффициент, учитывающий эффективность собирания фотоэлектронов на 1-й динод ФЭУ; q – коэффициент умножения каждого динода, а k – число динодов.

Можно показать, что среднеквадратичное отклонение числа электронов в импульсе на аноде ФЭУ представляется в виде

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\overline{\Delta n^2}}{n^2} + \frac{1}{n} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 q (q-1)} \right], \quad (4.15)$$

где $\overline{\Delta q_1^2}$ – дисперсия коэффициента умножения первого динода, $\overline{\Delta q^2}$ – дисперсия коэффициента умножения всех остальных динодов.

Если предположить, что эмиссия одного фотоэлектрона из фотокатода происходит независимо от эмиссии любого другого фотоэлектрона, то этот процесс будет подчиняться закону распределения Пуассона и $\overline{\Delta n^2} = n = m_1 G p(v) c$.

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} &= \frac{1}{m_1 \cdot G p(v) \cdot c} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q^2} \right] = \\ &= \frac{E_\phi}{E \cdot \chi \cdot F \cdot f \cdot G p(v) \cdot c} \cdot \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 \cdot q \cdot (q-1)} \right]. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Из формулы можно заключить, что относительный разброс амплитуд импульсов можно существенно уменьшить улучшением условий собирания фотоэлектронов на первый динод, увеличением чувствительности фотокатода, улучшением качества сцинтиллятора и условий собирания света на фотокатод. Особенно желательно иметь высокий коэффициент вторичной эмиссии. Однако здесь следует проявлять осторожность, так как $\overline{\Delta q^2}$ при больших ускоряющих напряжениях может расти быстрее q .

Экспериментально установлено, что распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ следует закону Гаусса:

$$g(E) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_\gamma - E)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.17)$$

где E_γ – энергия, соответствующая максимуму распределения.

Параметр σ^2 (среднеквадратичная флуктуация величины E) легко связать с экспериментально наблюдаемой шириной распределения на половине высоты $\Gamma \equiv \Delta E$:

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma}{2 \cdot \ln 2}. \quad (4.18)$$

Следовательно, квадрат относительной среднеквадратичной флуктуации

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\Gamma^2}{E_\gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \ln 2} = d^2 \frac{1}{2 \ln 2}, \quad (4.19)$$

где d – относительная ширина на половине высоты, т. е. квадрат разрешения спектрометра

$$d^2 = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} 2 \cdot \ln 2. \quad (4.20)$$

В практике работы со сцинтилляционными детекторами часто необходимо оценить возможное амплитудное разрешение при измерении спектра частиц с энергией E , тогда как заранее известно амплитудное разрешение для частиц с энергией E_0 . Грубо можно оценить разрешение

$$d \approx \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (4.21)$$

Результаты экспериментов со сцинтилляционными детекторами показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения определяется выражением

$$d = \left[A + \frac{B}{E} \right]^{1/2}, \quad (4.22)$$

где E – энергия регистрируемой частицы; A и B – постоянные, зависящие от фотоумножителя и сцинтиллятора. Коэффициенты A и B постоянны для каждого сцинтилляционного детектора.

В таблице 4.1 приведены основные параметры современных сцинтилляторов, среди которых присутствуют $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и $\text{NaI}(\text{Tl})$, примененные в спектрометрах, характеристики которых исследуются в данной работе.

Таблица 4.1

Характеристики современных сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Темп. коэфф., %/°C	Постоянная времени спада, нс	Световой ход, фотон/кэВ (% к $\text{NaI}(\text{Tl})$)	Разрешение на 662 кэВ, %
$\text{NaI}(\text{Tl})$	3,67	-0,3	250	38; (100)	6–8
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO)	7,13	-1,2	300	10; (20)	9,5–12
$\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Y}_{2x}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LYSO) $x=0,1$	7,1	0,04	41	30; (75)	7–11
$\text{LaCl}_3:\text{Ce}$	3,79	0,7	28	49; (70–90)	2,5–3,5
$\text{LaBr}_3:\text{Ce}$	5,29	0	16	63; (130)	2,5–3,5

Исходя из табличных данных, можно сказать, что кристалл LaBr_3 обладает значительно превосходящим йодистый натрий и другие сцинтилляторы энергетическим разрешением – 2,6 % по линии 662 кэВ, а также имеет высокую плотность, что позволяет регистрировать больше гамма-квантов. Также бромид лантана отличается высоким значением световыхода – 63000 фотон/МэВ (йодистый натрий – 38000 фотон/МэВ) и имеет хорошие временные свойства.

Для того чтобы с помощью сцинтилляционного спектрометра можно было достаточно точно изучать сложные спектры, необходимо знать интенсивность и вид распределения импульсов на выходе спектрометра для гамма-излучения соответствующей энергии. Тот факт, что гамма-кванты при разных процессах взаимодействия составляют в сцинтилляторе различную долю своей первоначальной энергии, обуславливает появление на выходе гамма-спектрометра импульсов с различными амплитудами, отличающихся от амплитуд импульсов, соответствующих полному поглощению энергии гамма-квантов.

Рассмотрим аппаратурную форму линии для фотонов энергии $E_\gamma < 1,02$ МэВ. В качестве примера на рисунке 4.2 продемонстрированы спектры ^{137}Cs , измеренные с помощью кристаллов NaI(Tl) и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Размер обоих кристаллов 3×3 дюйма. Источник при этом находился на оси детектора.

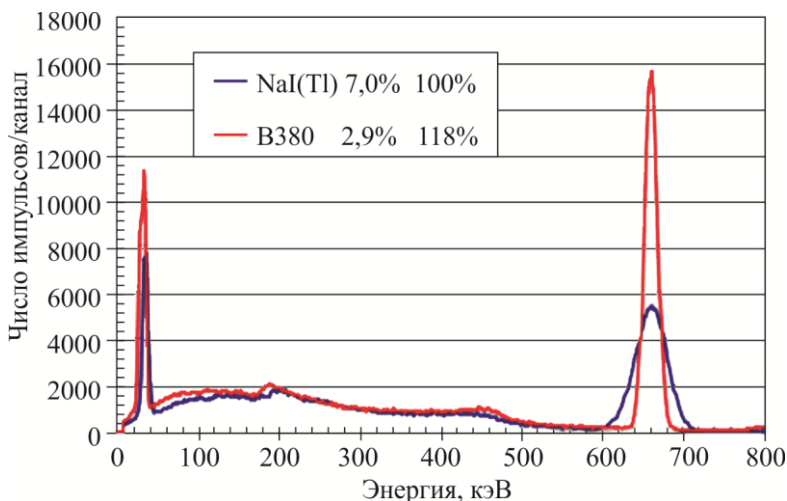


Рис. 4.2. Сравнение спектров ^{137}Cs , полученных с применением сцинтилляторов NaI(Tl) – синий и $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ – красный, размерами $\varnothing \times 3$ дюйма [6]

Анализ площади под пиками показывает, что бромид лантана регистрирует на 18 % больше гамма-квантов ввиду большей плот-

ности. Аналогичная картина наблюдается и в области 32 кэВ (K_{α} рентгеновская линия бария).

Пик в конце распределения импульсов по каналам связан с полным поглощением энергии фотонов в сцинтилляторе и называется пиком полного поглощения. Происхождение пика полного поглощения связано с процессом фотоэлектрического взаимодействия и многократного рассеяния в сцинтилляторе. Небольшая асимметрия в низкоэнергетической части пика обусловлена процессами многократного рассеяния, происходящими в детекторе, а также комптоновским рассеянием гамма-квантов под малыми углами в упаковке кристалла и подложке источника.

Непрерывное распределение импульсов создается электронами отдачи при комптоновском рассеянии гамма-квантов в сцинтилляторе с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла.

В гамма-спектре ^{137}Cs в районе 200 кэВ на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий пик несимметричной формы, обусловленный рассеянием гамма-излучения от окна фотоумножителя, стенок защитного кожуха и стеклянного торца контейнеров, в которые упакованы кристаллы. Этот пик принято называть пиком обратного рассеяния. В его формировании участвуют те рассеянные кванты, которые попадают в кристалл в интервале углов $90\text{--}180^\circ$. Энергия таких фотонов очень слабо зависит от угла и заключена поэтому в относительно небольшом энергетическом интервале, что и приводит к образованию пика.

Источником паразитного излучения, обуславливающего значительные искажения мягкой части спектра, является характеристическое излучение от окружающего материала. Очень часто в качестве защитного материала используется свинец, что приводит к образованию характеристического излучения с энергией 72 кэВ.

Соотношение площадей под непрерывным распределением и пиком полного поглощения является важной характеристикой спектрометра и зависит от размеров сцинтиллятора, энергии регистрируемого излучения и геометрии пучка. С увеличением размеров сцинтиллятора площадь под пиком полного поглощения растет за счет многократного рассеяния гамма-излучения, приводящего

к полной потере энергии первичных гамма-квантов в детекторе. Этот процесс происходит тем эффективнее, чем меньше энергия первичных квантов и чем больше размеры сцинтиллятора.

Согласно общепринятому определению, отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу импульсов под всем спектром называется фоточастью спектрометра P . Другой важной характеристикой спектрометра является эффективность фоторегистрации (фотоэффективность) $\eta_{\text{ф}}$, представляющая собой отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу гамма-фотонов, падающих на кристалл. Отношение фотоэффективности к фоточасти дает полную эффективность регистрации фотонов спектрометром $\bar{\eta}$, т. е.

$$\frac{\eta_{\text{ф}}}{P} = \bar{\eta} \quad (4.23)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Внимание! Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Однокристалльный сцинтилляционный детектор гамма-излучения».

Описание установки

В данной работе измерения спектров будут проводиться на двух установках, с использованием детекторов с разными характеристиками.

УСТАНОВКА 1

Изображение установки 1 – сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения с детектором на основе кристалла NaI(Tl) – приведено на рис. 4.3.

Гамма-кванты от стандартных закрытых источников излучений регистрируются спектрометрическим сцинтилляционным детектором 1.

Кристалл сцинтиллятора NaI(Tl) имеет размер $\varnothing 60 \times 80$ мм. Для работы необходимо высокое напряжение, которое подается на сцинтилляционный детектор от источника питания. Для данного детектора рабочее напряжение питания составляет 650 В.

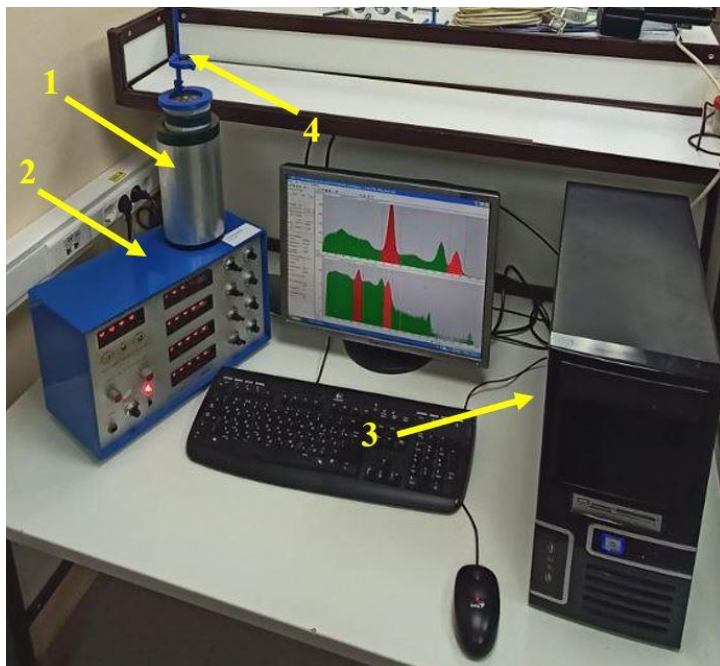


Рис. 4.3. Фотография установки № 1:

- 1 – сцинтилляционный детектор, 2 – высоковольтный источник питания и усилитель; 3 – амплитудный анализатор-преобразователь (плата SBS-77, установленная в ПК); 4 – источник ионизирующего излучения*

Линейный усилитель, расположенный в одном корпусе с источником питания, предназначен для усиления импульсов, поступающих с детектора. Питание усилителя осуществляется его подключением к сети переменного тока 220 В, 50 Гц.

Цифровой анализатор-преобразователь SBS-77 предназначен для анализа амплитуды сигнала, поступающего с усилителя, и

для дальнейшего преобразования сигналов разной амплитуды в цифровые сигналы. Таким образом осуществляется разделение сигналов с разной амплитудой, что дает возможность рассмотреть особенности регистрации гамма-квантов с различной энергией (амплитуда сигнала с детектора практически всегда напрямую связана с энергией, которую теряет регистрируемая частица внутри детектора, а значит, связана и с самой энергией частицы).

Результаты анализа и преобразования сигнала выводятся на монитор компьютера и могут быть выведены на любой другой тип устройства для вывода информации с помощью программы набора и обработки спектров. Результатом обработки цифровых сигналов становится формирование так называемого аппаратурного спектра излучения – зависимость числа зарегистрированных частиц от их энергии. Аппаратурный спектр отличается от реального тем, что несёт на себе отпечаток средства измерения, в данном случае сцинтилляционного детектора, обладающего конечными значениями разрешения и другими определенными характеристиками.

Для данного спектрометра используется программа для набора и обработки спектров **eSBS**. Данная программа позволяет выделять определенные промежутки амплитуд импульсов детектора, возникающих при регистрации гамма-квантов (иначе говоря, **позволяет выделять различные участки набранного спектра излучения**). Данная возможность осуществляется передвижением маркеров в рабочей области программы спектрометра.

УСТАНОВКА 2

Данный спектрометр состоит из следующих функциональных узлов:

1) Сцинтилляционного блока детектирования гамма-излучения **Гамма-1С/NB1-02** на основе неорганического сцинтиллятора $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

2) персонального компьютера типа IBM с программой набора и обработки данных **SpectraLineNM**, для работы которой требуется физический электронный ключ.

Внешний вид спектрометра представлен на рис. 4.4.

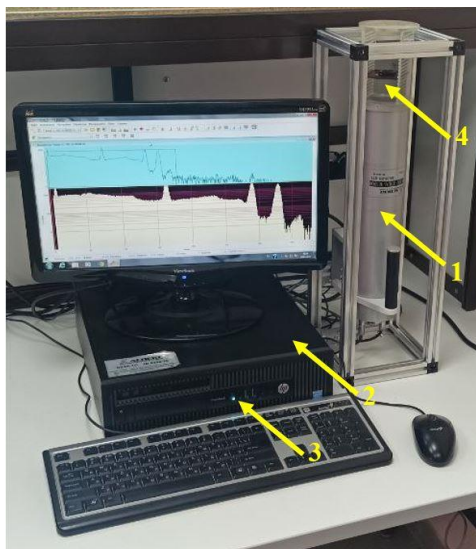


Рис. 4.4. Внешний вид спектрометра:
1 – детектор Гамма-1С/НВ1-0, 2 – ПК типа IBM,
3 – ключ безопасности, 4 – источник излучения

В детекторе спектрометра **Гамма-1С/НВ1-02** использовано автономное сцинтилляционное цифровое устройство на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размером $\text{Ø}38 \times 38$ мм. Данный спектрометр может работать от аккумулятора (при непрерывной работе – не менее 10 часов), либо при питании от сети 220 В.

Принцип работы аналогичен работе установки 1. При облучении блока детектирования гамма-квантами в кристалле сцинтиллятора возникают световые вспышки (сцинтилляции), интенсивность которых пропорциональна поглощенной в кристалле энергии электронов, образующихся при взаимодействии гамма-излучения с веществом детектора. Фотоэлектронный множитель преобразует световые вспышки в импульсы тока. Амплитуда импульса тока пропорциональна интенсивности световой вспышки. Последующие электронные схемы преобразуют импульс тока в импульс напряжения с параметрами, допускающими непосредственную его подачу

на вход аналого-цифрового преобразователя многоканального амплитудного анализатора импульсов АЦП.

В отличие от установки 1, фотоэлектронный усилитель и цифровой преобразователь расположены непосредственно в блоке детектора.

Программное обеспечение позволяет организовать управление процессами накопления, отображения, обработки информации и вывода результатов обработки на внешние устройства компьютера. С помощью программы **SpectraLineNM** можно отслеживать спектры в режиме реального времени, а также сохранять полученные данные в виде файлов для дальнейшей обработки.

Подготовка установки к работе

При включении установок необходимо соблюдать следующую последовательность действий.

УСТАНОВКА 1

1. Убедиться в том, что источник питания детектора отключен от сети переменного тока. Проверить подключение сцинтилляционного детектора к источнику питания. Провод, идущий от детектора, подключается к разьему «**Scint probe**» на задней панели источника питания. Посмотреть на значение регулятора высокого напряжения на лицевой панели устройства, убедиться, что на источнике питания выставлено значение напряжения меньше рабочего (**не более 500 вольт**) и тумблер включения высокого напряжения находится в выключенном положении.

2. Проверить подключение цифрового анализатора-преобразователя. К входу анализатора подключается кабель, идущий от выхода линейного усилителя (разъем «**Analog output**» расположен на задней панели источника питания). Выход цифрового преобразователя-анализатора с помощью кабеля USB-B подключается к разьему USB компьютера.

3. Включить в сеть источник питания детектора. Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола. Далее включить источник питания детектора, переключив тумблер на лицевой панели устройства в положение «**Power on**». Далее переключить тум-

блер высокого питания, находящийся на лицевой панели устройства под световым индикатором (под красной лампочкой), в положение «**On**». Загорится расположенный выше световой индикатор высокого напряжения (лампочка красного цвета) и будет слышен непрерывный высокочастотный звуковой сигнал. С помощью ручки регулировки напряжения **плавно** выставить рабочее напряжение детектора. Дать прогреться установке в течение **10–15 минут**.

4. Запустить программу набора и обработки спектров с помощью ярлыка **eSBS**, находящегося на рабочем столе.

УСТАНОВКА 2

1. Подключить блок детектора к сети через разъем на тыльной стороне прибора (при необходимости детектор может работать от аккумулятора) и перевести находящийся рядом переключатель в режим «**ON**». Подключение детектора к ПК производится посредством интерфейса RS-485 и не требует дополнительных настроек.

2. Включить ПК и вставить ключ безопасности в USB-порт. Данный ключ даст доступ к программе, отображающей полученные со спектрометра данные.

3. Запустить программу набора и обработки спектров **SpectraLineNM** с помощью ярлыка на рабочем столе.

Набор и снятие данных

1. Открыть программу набора и обработки спектров **eSBS** с помощью ярлыка на рабочем столе.

2. Открыть вкладку «**Настройка параметров набора**», далее перейти во вкладку «**Автостоп**» и установить значение времени автоматической остановки набора данных 600 секунд по живому времени.

3. Начало набора данных запускается кнопкой «**Старт**» в виде зеленой стрелки. На рисунке 4.5 показано окно программы анализатора.

среднего значения и сразу же получить значение возможной ошибки.

5. Остановка набора данных происходит автоматически по завершении установленного времени. Полученные результаты можно сохранить в виде текстового файла (вкладка «**Файл**», команда «**Сохранить спектр**») или же записать всю необходимую информацию непосредственно в подготовленные таблицы.

6. Перед началом следующего набора данных дополнительной очистки набранных данных не требуется.

7. Для набора данных с источником гамма-излучения необходимо установить выбранный источник на специальную подставку (расстояние между детектором и источником составит значение порядка 6-7 см), и повторить действия, совершенные при измерении фона (установив требуемое время набора).

УСТАНОВКА 2

1. Открыть программу **SpectraLineNM** с использованием ярлыка на рабочем столе. В открывшемся окне программы во вкладке «**Анализатор**» выбрать команду «**Открыть**». Должно открыться окно анализатора импульсов (рис. 4.6). Очистить память анализатора с помощью клавиши **F2** или нажатием на кнопку очистки.

2. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ок**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **600 секунд**.

3. При работе в данной программе невозможно выделить область для непосредственного подсчета интегрального значения. Тем не менее можно устанавливать маркер в краевые точки пика, фиксируя номера каналов n и число импульсов N в этих точках. Таким же образом можно снять значение канала N_m , соответствующего максимуму пика полного поглощения.

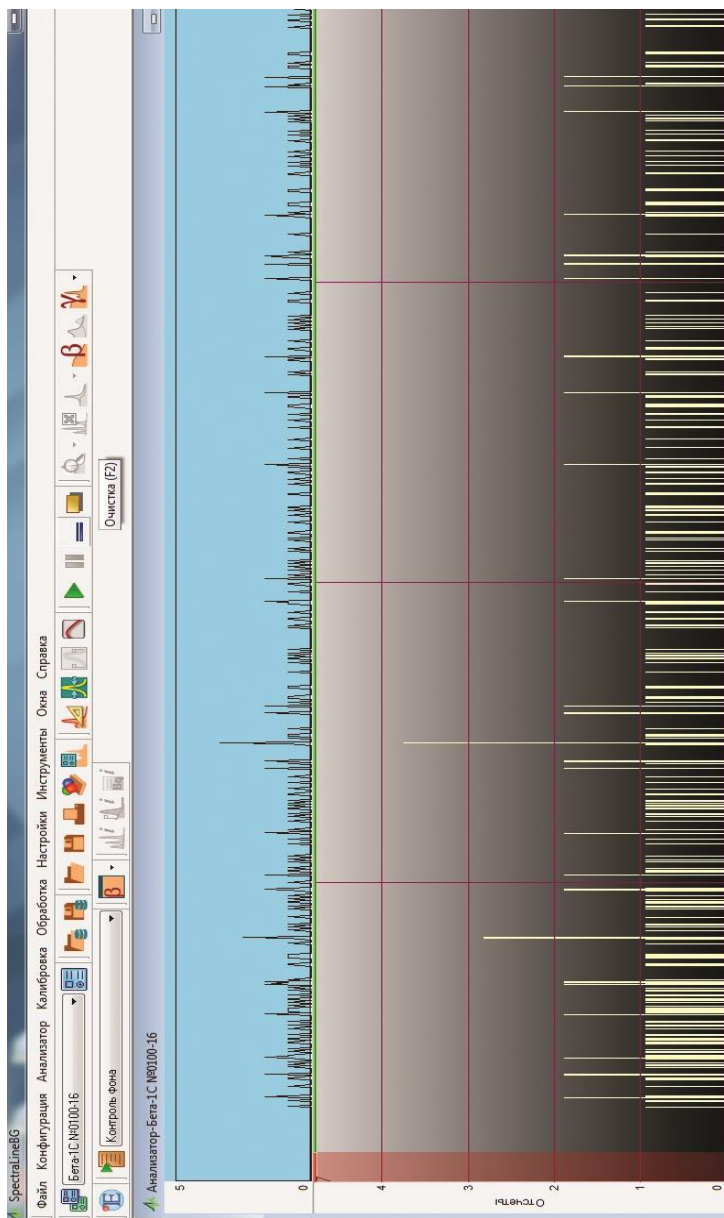


Рис. 4.6. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

4. Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Необходимо сохранить набранный спектр в папку, созданную на рабочем столе с помощью команды «**Сохранить как**» во вкладке «**Файл**». При сохранении выбрать формат файла GBS с расширением **.spe**. Полученный файл представляет собой набор данных, соответствующий записанному спектру: столбец данных, каждая строчка в котором соответствует числу отсчетов, зарегистрированных в каналах спектрометра. Отсчет каналов ведется от нулевого значения до значения количества каналов в детекторе.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

В данной работе используются эталонные радиоактивные источники гамма-квантов типа ОСГИ (см. рис. 4.7).



Рис. 4.7. Внешний вид источников ионизирующего излучения ОСГИ

Ознакомиться с установкой по описанию, усвоить правила работы на установке. Включить установку в соответствии с инструкциями в описании.

Установить на каждом из детекторов по одному из источников излучения.

Напоминание: при работе с источниками ионизирующего излучения запрещается подвергать их разрушающим воздействиям, брать незащищенными руками, подносить к глазам, забирать с собой или как-либо еще использовать не по назначению.

Задание 1. Это и последующие задания необходимо выполнить для каждой из описанных экспериментальных установок. Снять амплитудное распределение импульсов для 5 источников гамма-излучения (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am , ^{133}Ba). Время измерения каждого спектра **600 секунд**. Результаты измерения занести в таблицу 4.2.

Для полной характеристики требуется написать количество импульсов в пике N полного поглощения, граничные номера каналов пика n_1 , n_2 и соответствующее им число импульсов N_1 , N_2 . Записать номер канала N_m соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра R в каналах.

Таблица 4.2

Исследование сцинтилляционного спектрометра

Радио- нуклид	E_γ , кэВ	k , %	N , им п.	n_1 , ка- нал	n_2 , ка- нал	N_1 , им п.	N_2 , им п.	N_m ка- нал	R , ка - нал	R , %

Для установки 1 рекомендуется снять все полученные данные непосредственно во время работы. Установка 2 позволяет в ходе работы снять только значения n_1 , n_2 , N_1 , N_2 и N_m .

Для подсчета разрешения R и интегрального значения количества отсчетов в пике N на установке 2 необходимо проводить дополнительный анализ. Набранные спектры следует сохранять в соответствующую папку на рабочем столе в описанном выше форма-

те набора и обработки. Полученные таким образом данные в дальнейшем можно использовать для построения спектров в сторонних программах обработки данных (Excel, Mathcad, Origin и др.), позволяющих найти интегральное значение N и получить значения, необходимые для расчета разрешения R (см. Теоретическая часть).

Задание 2. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра $N_m = f(E_\gamma) = a \cdot E_\gamma + b$.

Задание 3. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле:

$$d = (R \cdot 100 \%) / (a \cdot E_\gamma + b).$$

Построить график разрешения в зависимости от энергии.

Задание 4. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности ε от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле

$$\varepsilon = \frac{N - N_f}{A \cdot t_1 \cdot k \cdot e^{-0,693 \cdot \frac{t_2}{T_{1/2}}}}, \quad (4.24)$$

где $N - N_f = N - (N_1 + N_2) \cdot (n_2 - n_1) / 2$ – число импульсов в пике полного поглощения, A – активность источника по паспорту, $t_1 = 180$ с – время набора спектра, k – квантовый выход фотонов, t_2 – время распада источников ОСГИ, прошедшее с момента паспортизации их активности до момента измерения и $T_{1/2}$ – период полураспада.

Результаты обработки полученных данных необходимо сравнить для двух установок и дать заключение о результатах сравнения.

Примечание. *Сведения об источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада), а также об особенностях работы с программой набора и обработки спектров приведены в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.*

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Механизмы взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором.
2. Основные характеристики сцинтилляционного спектрометра.
3. Механизмы люминесценции сцинтилляторов.
4. Причины, вызывающие уширение линий амплитудного спектра.
5. Механизм образования импульса напряжения на выходе ФЭУ.
6. Зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-квантов.
7. Вклады различных процессов взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором в амплитудный спектр.
8. Форма амплитудного спектра для $E_\gamma < 1$ МэВ и $E_\gamma > 1$ МэВ.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. *Основы экспериментальных методов ядерной физики*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
2. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. *Методы ядерной спектрометрии*. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
3. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. *Приборы для измерения ионизирующих излучений*. М.: Атомиздат, 1972. 694 с.
4. *Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов*. Под ред. Ю.А. Егорова, М.: Атомиздат, 1974. 392 с.
5. Кадилин В.В., Самосадный В.Т., Исаков С.В. и др. *Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов*. Под общ. ред. В.Т. Самосадного, МИФИ, 2003. 64 с.
6. Holik M. et al. Gamma ray detection performance of newly developed MAPD-3NM-II photosensor with LaBr₃(Ce) crystal. *Scientific Reports*, 2022, vol. 12, 15855, pp. 1–8.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5. ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПРИНЦИПОВ РАБОТЫ С ЦИФРОВОЙ АППАРАТУРОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА НА ПРИМЕРЕ ДИГИТАЙЗЕРА CAEN DT5730B

Цель: изучение физических и технических основ метода разделения сигналов от разных видов частиц по форме импульса, обзор принципов регистрации гамма- и нейтронного излучений органическими сцинтилляторами, получение навыков работы с дигитайзером CAEN DT5730B и соответствующим программным обеспечением.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

ПРИНЦИПЫ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА- И НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ ПЛАСТМАССОВЫМИ СЦИНТИЛЛЯТОРАМИ

Регистрация нейтронов высоких энергий (выше 1 МэВ) пластмассовыми сцинтилляторами реализуется преимущественно на основе реакции упругого рассеяния. При упругом рассеянии нейтронов на ядрах вещества возникают ядра отдачи, энергия которых подчиняется следующему выражению:

$$E_A \approx \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \cos^2(\theta), \quad (5.1)$$

где A – массовое число ядра отдачи, E_A и E_n – энергия ядра отдачи и энергия нейтрона соответственно, θ – угол между направлением движения нейтрона до рассеяния и направлением вылета ядра отдачи.

Из (5.1) можно сделать вывод, что для более легких материалов энергия, передаваемая нейтроном ядру отдачи, будет больше. Для водорода ($A = 1$) формула (5.1) примет вид:

$$E_A \approx E_n \cos^2(\theta). \quad (5.2)$$

Для водорода рассеяние моноэнергетических нейтронов в системе центра масс практически изотропно до $E_n \sim 20$ МэВ и спектр протонов отдачи выглядит следующим образом:

$$u(E_p)dE_p = \begin{cases} \frac{dE_p}{E_n}, & E_p \leq E_n, \\ 0, & E_p > E_n, \end{cases} \quad (5.3)$$

где E_n – энергия нейтрона, E_p – энергия протона отдачи.

Основным видом взаимодействия γ -квантов с энергией 100 кэВ и выше с материалом органических сцинтилляторов является комптоновское рассеяние на свободных электронах.

Соотношение энергий γ -кванта до и после рассеяния определяется следующим выражением:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} [1 - \cos(\theta)]}, \quad (5.4)$$

где $E_{\gamma'}$ – энергия γ -кванта после рассеяния, E_γ – энергии γ -кванта до рассеяния, $m_e c^2$ – энергия покоя электрона (511 кэВ), θ – угол рассеяния γ -кванта.

Край энергии комптоновского рассеяния определяется по формуле:

$$E_e = \frac{2 \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}, \quad (5.5)$$

где E_e – энергия комптоновского края и E_γ – энергии γ -кванта до рассеяния находятся в диапазоне от \sim сотни кэВ до несколько МэВ), $m_e c^2$ – энергия покоя электрона (511 кэВ).

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР

Одним из методов спектрометрии ядерного излучения является сцинтилляционный метод.

В основе этого метода лежит использование сцинтилляторов – веществ, испускающих фотоны в видимой или ультрафиолетовой части спектра под воздействием заряженных частиц или длинноволнового электромагнитного излучения. Сцинтиллятором может быть такое вещество, в котором велика вероятность испускания фотонов атомами и молекулами в возбужденных состояниях и мала вероятность поглощения испущенных фотонов.

В зависимости от химического состава сцинтилляторы делятся на две группы: органические и неорганические.

Среди неорганических сцинтилляторов наибольшее практическое значение имеют активированные монокристаллы галоидов щелочных металлов (NaI, CsI, LiI).

Органические сцинтилляторы изготавливают в виде монокристаллов (стильбен, антрацен, толан и др.), а также жидких и твердых растворов ароматических соединений в растворителях. В настоящее время активно используются пластмассы (поливинилтолуол, полистирол и др.). Для органических кристаллов характерно малое время высвечивания ($10^{-8} - 10^{-9}$ с). В органических сцинтилляторах обнаружены медленные компоненты высвечивания, среднее время высвечивания которых может отличаться от быстрых в 100 раз [2]. Соотношение между интенсивностями быстрой и медленной компонент зависит от плотности ионизации, из-за чего импульсы, созданные электронами, можно отделить от импульсов, созданных тяжелыми частицами. Основные свойства органических сцинтилляторов приведены в таблице 5.1.

В таблице 5.1 приведены следующие параметры органических сцинтилляторов: плотность, положение максимума в спектре люминисценции, C_{ef} – конверсионная эффективность, τ_6 и τ_m – быстрая и медленная компоненты высвечивания, α/β – отношение конверсионных эффективностей сцинтиллятора при регистрации α -частиц и электронов одинаковой энергии.

Таблица 5.1

Свойства некоторых органических сцинтилляторов [2]

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Положение максимума в спектре люминесценции, нм	C_{ef}	τ_b , нс	τ_m , нс	α/β
Антрацен (C ₁₄ H ₁₀) крист.	1,25	445	1 (4%)	30	400	0,1
Стильбен (C ₁₄ H ₁₂) крист.	1,16	410	0,4–0,7	6	400	0,1
p-терфенил в ксилоле (жидк.)	–	400	0,5	2	–	0,1
2,5 – дифенил-оксазол в толуоле (жидк.)	–	380	0,32	3	–	0,1
Тетрафенил-будатиен в полистироле (пласт.)	1	450	0,38	5	–	0,09
p-терфинил в поливинил-толуоле (пласт.)	1	380	0,48	3	–	0,1

Вторым важным компонентом сцинтилляционного детектора является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Фотоны света, испущенного сцинтиллятором, попадают на фотокатод и в результате фотоэффекта выбивают с фотокатода электроны. Под действием внешнего электрического поля электроны направляются на диноды, где происходит вторичная электронная эмиссия, в результате которой на анод приходит в десятки и сотни тысяч раз большее ко-

личество электронов. Так рождается электрический импульс, который затем регистрируется соответствующими электронными схемами. Поток электронов увеличивается в $10^5 - 10^{10}$ раз.

Основным недостатком вакуумных ФЭУ является неспособность работать в сильных магнитных полях. Магнитное поле ухудшает фокусировку и в результате уменьшает коэффициент усиления ФЭУ.

Схема сцинтилляционного детектора приведена на рисунке 5.1. Часть световых квантов, образованных в сцинтилляторе регистрируемым ядерным излучением, попадает на фотокатод. Вследствие явления фотоэффекта на фотокатоде образуются фотоэлектроны. Поток фотоэлектронов увеличивается в ФЭУ, и в итоге возникает электрический сигнал, регистрируемый многоканальным анализатором.

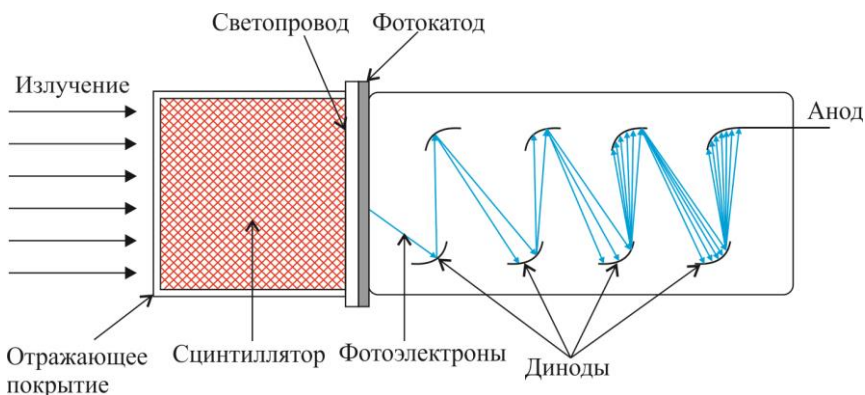


Рис. 5.1. Структурная схема сцинтилляционного детектора

ПРИНЦИП РАБОТЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА

При регистрации ядерных излучений в детекторе формируется электрический сигнал, пропорциональный энергии регистрируемого излучения.

Исследуемый диапазон амплитуд регистрируемых спектрометром сигналов (импульсов) A разбивается на конечное число интервалов с шириной ΔA , которые называются каналами. В процессе

измерения для каждого электрического сигнала определяется канал, которому соответствует амплитуда этого сигнала. Далее производится счет зарегистрированных событий по каждому каналу отдельно. Результатом поканального счета будет зависимость числа отсчетов от номера канала – гистограмма, аппаратурный спектр (рис. 5.2).

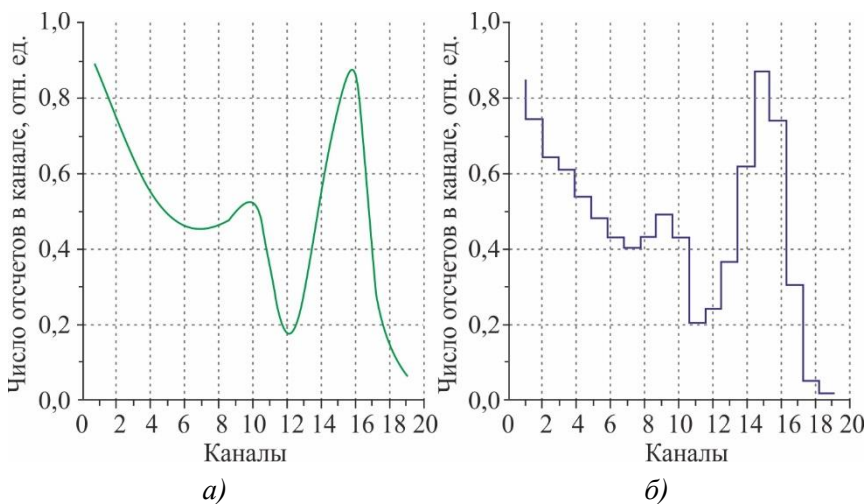


Рис. 5.2. Дифференциальный амплитудный спектр импульсов на выходе детектора (а) и гистограмма этого спектра (б) [3]

Устройство для получения гистограммы исследуемых распределений аналоговых величин – многоканальный анализатор – состоит из следующих основных компонентов (рис. 5.3):

– **АЦП** – аналогово-цифровой преобразователь. На вход АЦП подается аналоговая величина (например, амплитуда электрического импульса), на выходе снимается цифровой код этой величины – номер канала, которому эта величина соответствует.

– **ЗУ** – запоминающее устройство. ЗУ содержит набор ячеек (каналов) памяти, число которых равно максимальному числу каналов анализатора.

– **Адресное устройство** – устройство, находящее канал ЗУ, равное получаемому коду с АЦП. Найденная ячейка памяти под-

соединяется к **арифметическому устройству**, которое осуществляет прибавление единицы к числу, содержащемуся в выбранном канале.

– **Устройство вывода данных** используется для наблюдения за ходом эксперимента и вывода его результатов (например, на ПК) для дальнейшей обработки.

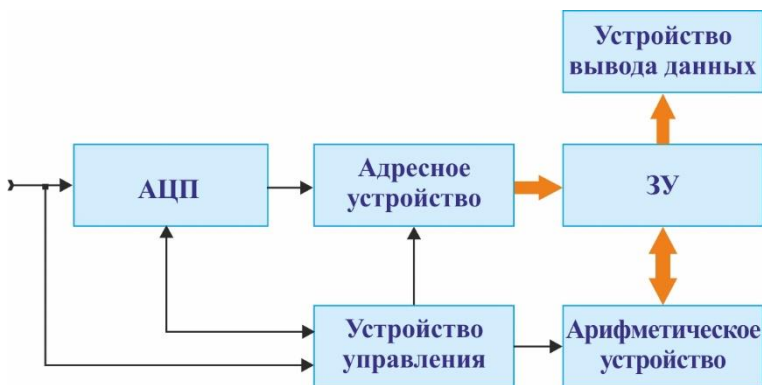


Рис. 5.3. Функциональная схема многоканального анализатора аналоговой величины [3]

Таким образом, после цикла измерений в каждом ЗУ будет записано число, соответствующее количеству кодов этого канала, пришедших от АЦП в ЗУ за время эксперимента.

ДИГИТАЙЗЕР CAEN DT5730B

В лабораторной работе используется дигитайзер (оцифровщик с продвинутыми алгоритмами для онлайн обработки сигналов) CAEN DT5730B [4], объединяющий в себе устройства, показанные на рисунке 5.3, и значительно расширяющий возможности по регистрации ядерных излучений.

Дигитайзер предназначен для записи форм импульса и использования онлайн алгоритмов для цифровой обработки сигналов: интегрирования заряда, разделения импульсов по форме сигнала и др.

CAEN DT5730B – 8-канальный оцифровщик формы сигнала с 14-разрядным параллельным АЦП. Внешний вид CAEN DT5730B приведен на рисунке 5.4.



Рис. 5.4. Внешний вид дигитайзера CAEN DT5730B

Динамический диапазон дигитайзера может быть установлен как $2 V_{pp}$ или $0,5 V_{pp}$ (V_{pp} – volt peak to peak – размах напряжения сигнала). Для сохранения полного динамического диапазона в зависимости от полярности входного сигнала (биполярный, положительный однополярный, отрицательный однополярный), у дигитайзера есть возможность добавить смещение постоянного тока (DC offset). DC offset регулируется в диапазоне ± 1 В (@ $2 V_{pp}$) или $\pm 0,25$ В (@ $0,5 V_{pp}$) с помощью 16-битного ЦАП для каждого канала. Полоса пропускания DT5730B (на уровне 3 дБ) – 250 МГц.

Блок-диаграмма CAEN DT5730B приведена на рисунке 5.5. На блок-диаграмме отмечены:

- PGA (Programmable Gain Amplifier) – усилитель с программируемым коэффициентом усиления;
- АЦП – аналогово-цифровой преобразователь;
- ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь;
- ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема) АМС (ADC & Memory Controller);
- ПЛИС ROC (Readout Controller);
- Блок управления тактовой частотой (Clock Manager).

Выходной сигнал с ФЭУ подключается к одному из восьми каналов дигитайзера (на рис. 5.5 каналы обозначены как «INPUTS»).

Триггерный сигнал, переводящий дигитайзер в режим обработки полученного импульса в одном или нескольких каналах, подается в дигитайзер из внешнего источника (на рис. 5.5 вход «**TRG IN**»). Помимо этого, каждый канал способен самостоятельно генерировать триггерный сигнал, если регистрируемый сигнал в канале превосходит определенный порог, заданный экспериментатором.

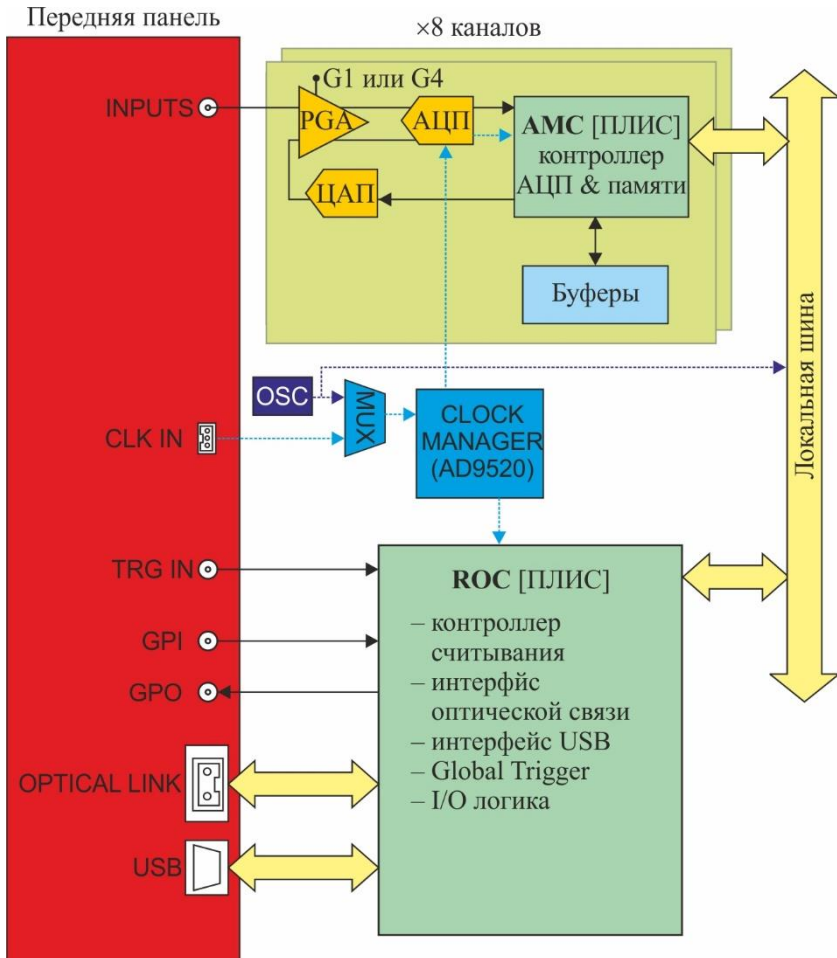


Рис. 5.5. Блок-диаграмма CAEN DT5730B

DT5730 оснащен разъемом «**CLK-IN**» и внутренним PLL на передней панели для задания тактовой частоты дигитайзера на основе внутренних/внешних источников. PLL (фазовая автоподстройка частоты) – **система автоматического регулирования**, подстраивающая **фазу** управляемого генератора так, чтобы она была равна фазе **опорного сигнала**, либо отличалась на известную функцию от времени. Подав сигнал на вход «**CLK-IN**», можно управлять частотой дискретизации АЦП, логикой триггеров, коммуникацией дигитайзера с внешними устройствами и т. д.

DT5730B имеют встроенные ПЛИС, которые позволяют использовать различные прошивки:

– Pulse Shape Discrimination (DPP-PSD) – разделение по форме импульса.

– Pulse Height Analysis (DPP-PHA) – анализ высоты импульса.

– Zero Length Encoding (DPP-ZLEplus) – кодирование нулевой длины.

– Dynamic Acquisition Windows (DPP DAW) – окно динамического захвата.

В лабораторной работе используется прошивка DPP-PSD. Об остальных прошивках можно узнать подробнее в руководстве пользователя CAEN DT5730B [5].

DT5730B может быть соединен с ПК с помощью оптического интерфейса (скорость передачи данных ~ 80 Мб/с) или интерфейса USB (скорость передачи данных ~ 30 Мб/с). Для получения и обработки данных с дигитайзера с помощью ПК требуется специальное ПО, разработанное CAEN, **Compass** или **NI LabView**.

ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

Как было сказано выше, в органических сцинтилляторах существуют быстрые и медленные компоненты высвечивания. Соотношение между интенсивностями этих компонент зависит от плотности ионизации [2], из-за чего электроны и тяжелые заряженные частицы возможно разделить по форме импульса, создаваемого регистрируемой частицей на выходе спектрометра с органическим сцинтиллятором.

Методы разделения гамма- и нейтронного излучений основаны на сравнении относительной интенсивности медленной компоненты сцинтилляционной вспышки. Для этого площади импульсов выходных сигналов вычисляются в определенных временных окнах (S_{short} и S_{long}), которые подбираются вручную (рис. 5.6). Первое окно S_{short} определяет вклад быстрой компоненты высвечивания, второе S_{long} – всей световой вспышки, т. е. полные энергетические потери частицы.

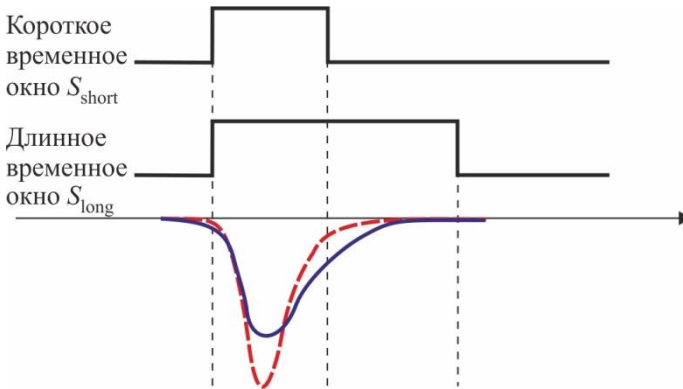


Рис. 5.6. Форма импульса с указанием короткого и длинного временных окон

Параметр PSD (Pulse Shape Discrimination) используется для разделения сигналов по форме импульса. Параметр PSD определяется следующим образом:

$$PSD = \frac{Q_{long} - Q_{short}}{Q_{long}} \quad (5.6)$$

где Q_{long} , Q_{short} – интегралы импульса в соответствующих временных окнах. Данный метод разделения носит название метода интегрирования заряда.

Для каждого зарегистрированного события происходит вычисление параметра (5.6) и добавление этого события в PSD-гистограмму (рис. 5.7). На гистограмме значений PSD выделяют два пика, где левый пик соответствует компоненте гамма-излучения, а правый пик – компоненте нейтронного излучения.

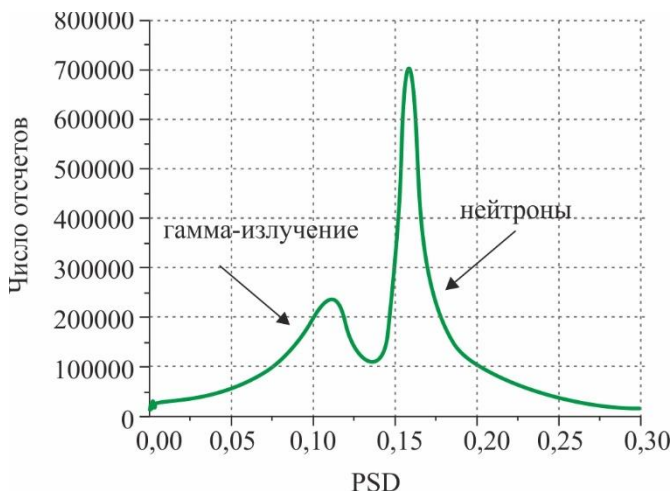


Рис. 5.7. Гистограмма значений PSD

Можно заранее выставить края гамма- и нейтронного пиков, вследствие чего гамма-излучение может быть «удалено» из набранной статистики.

Как было сказано выше, нейтрон-гамма разделение в лабораторной работе реализовано в CAEN DT5730B. Данное цифровое устройство заменяет собой аналоговый двойной интегратор (для интегрирования Q_{short} и Q_{long}), дискриминатор и генератор временных окон (*Gate Generator*), с помощью которых также можно реализовать PSD-разделение. Функциональность перечисленных выше устройств заключена в ПЛИС, находящуюся внутри CAEN DT5730B. Т. е. для n - γ разделения не требуется лишних проводов и внешних устройств, кроме сцинтилляционного детектора и дигитайзера.

Главные возможности, которые позволяет осуществить дигитайзер с прошивкой DPP-PSD, приведены ниже (любой из этих параметров можно свободно изменять в Compass):

- Выбор событий с отбором по переднему фронту импульса (*Leading Edge*) или с отбором методом следящего порога (*Constant Fraction*).

- Расчет базовой линии входного сигнала (пьедестала) и вычитание пьедестала из регистрируемого сигнала для расчета энергии.
- Интегрирование сигнала в одних воротах для расчета энергетического спектра.
- Интегрирование Q_{short} и Q_{long} для разделения сигналов по форме импульса.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Описание установки

Схема используемой в лабораторной работе установки приведена на рисунке 5.8.

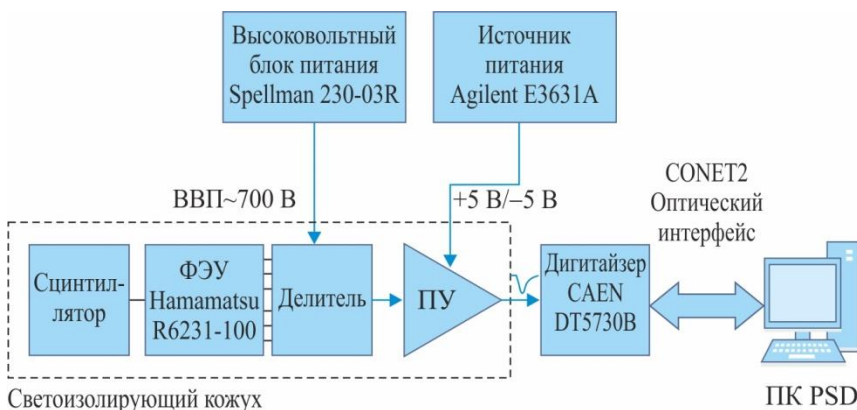


Рис. 5.8. Схема экспериментального стенда

Состав экспериментальной установки:

- сцинтиллятор;
- вакуумный ФЭУ;
- резистивный делитель для подачи напряжения на диоды ФЭУ;
- предусилитель (ПУ) для согласования сигнала с ФЭУ с рабочим диапазоном CAEN DT5730B;
- цифровой преобразователь сигнала CAEN DT5730B;
- высоковольтный источник питания;

- низковольтный источник питания для ПУ;
- ПК с установленной интерфейсной платой CONET2 и необходимым ПО для работы с дигитайзером CAEN;
- плотная светоизолирующая ткань;

В качестве сцинтиллятора в работе используется монокристалл стильбена размером $\varnothing 41 \times 41$ мм и пластмассовый сцинтиллятор EJ-276 размером $\varnothing 51 \times 51$ мм. Их характеристики приведены в таблицах 5.2 и 5.3.

Таблица 5.2

Сцинтилляционные характеристики стильбена

Химическая формула	$C_{14}H_{12}$
Плотность, г/см ³	1,22
Максимум люминесценции, нм	390 ... 410
Коэффициент преломления	1,64
Световыход, фотон/МэВ	14000
Постоянные высвечивания, нс	5/28/253

Таблица 5.3

Характеристики пластмассового сцинтиллятора EJ-276

Световыход (% от антрацена)	56
Световыход, фотон/МэВ	8600
Максимум люминесценции, нм	425
Плотность атомов Н, 1/см ³	$4,546 \times 10^{22}$
Плотность атомов С, 1/см ³	$4,906 \times 10^{22}$
Плотность электронов, 1/см ³	$3,533 \times 10^{22}$
Плотность, г/см ³	1,096
Постоянные высвечивания, нс	13/35/270
	(для гамма-излучения)
	13/59/460
	(для нейтронного излучения)

В качестве фотоэлектрического преобразователя излучения сцинтиллятора используется вакуумный фотоумножитель (ФЭУ)

Hamamatsu R6231-100 [6]. Внешний вид Hamamatsu R6231-100 приведен на рисунке 5.9, основные характеристики приведены в таблице 5.4.



Рис. 5.9. Внешний вид Hamamatsu R6231-100

Фотоэлектронные умножители очень чувствительны к магнитным полям, даже сравнительно слабое поле Земли оказывает влияние на характеристики ФЭУ. Для уменьшения влияния внешнего магнитного поля в конструкции детектора используется экран, изготовленный из магнитомягкого сплава (пермаллой).

Таблица 5.4

Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R6231-100

Диаметр трубки ФЭУ, мм	51
Диаметр фотокадота, мм	46
Диапазон спектрального отклика, нм	300–650
Количество динодов	8
Время нарастания, нс	8,5
Время переноса сигнала, нс	48

К измерительной аппаратуре детектор подключается с помощью набора электрических кабелей. Сигналы с макета обрабатывает

цифровой преобразователь сигнала (дигитайзер) CAEN DT5730B (с установленной прошивкой DPP-PSD). Информация считывается параллельным АЦП с 14-битным разрешением и частотой дискретизации в 500 Мвыб/с.

Для работы с CAEN DT5730B необходимо специальное ПО CAEN Compass, устанавливаемое на ПК.

Вкладка «**Acquisition**» **Compass** (рис. 5.10) предназначена для установки глобальных параметров каждого измерения. В этой вкладке пользователь задает название папки с получаемыми данными (*Run ID*), выставляет настройки измерения: время набора спектров, тип получаемых спектров (*Waves/List*) и т. д.

Вкладка «**Settings**» (рис. 5.11) предназначена для выставления настроек CAEN DT5730B. Внутри «**Settings**» находится ряд внутренних вкладок, таких как «**Input**», «**Discriminator**», «**Rejections**», «**Spectra**», которые позволяют подробно настроить дигитайзер для используемого спектрометра (установить количество каналов в спектрах, настроить параметры сортировки электрических сигналов, поменять длину временных окон для PSD и многое другое).

Установление уровня порога (*Threshold*), настройка режекции наложений (*PUR*) и некоторые другие параметры выставляются в единицах измерения lsb (*less significant bit* – младший значащий разряд). По определению, lsb это наименьшее входное напряжение, которое может быть измерено с помощью АЦП.

Пользователь может менять вес lsb во вкладке «**Settings/QDC**» с помощью *Energy Coarse Gain* (грубое усиление энергии). В прошивке PDD-PSD *Energy Coarse Gain* используется в виде $(\text{фКл}/\text{lsb} \times V_{pp})$, где V_{pp} – входной динамический диапазон. К примеру, если количество отсчетов $Q = 100$, а *Coarse Gain* = 40 фКл/lsb, то проинтегрированный заряд равен 4 пКл.

Вкладка «**Statistics**» (рис. 5.12) используется для наблюдения в реальном времени за статистикой проводимого измерения. В этой вкладке можно наблюдать за такими параметрами, как:

- реальное время измерения (*Real Time*) – полное время измерения с учетом мертвого времени дигитайзера;
- частота получаемых импульсов на входе дигитайзера (*Throughput*), [Гц];

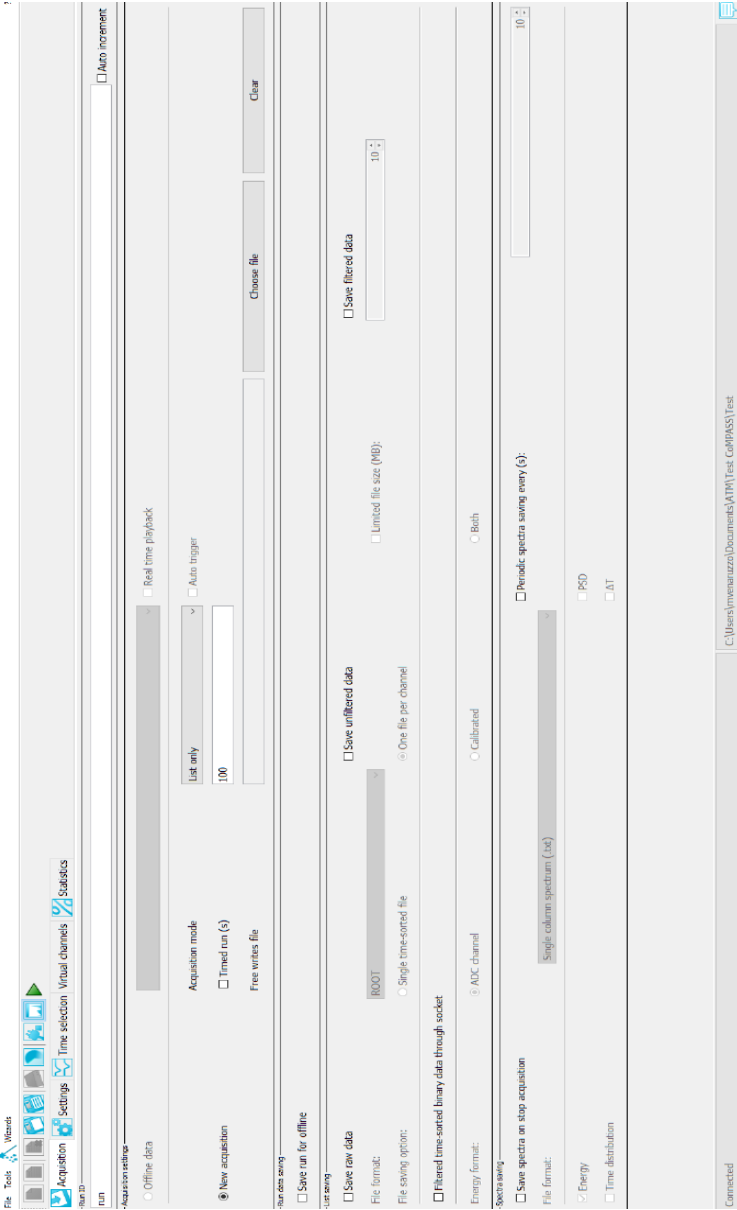


Рис. 5.10. Вкладка «Acquisition» Compass

The screenshot displays the software interface for the CAEN DT5730B digitizer. The top navigation bar includes 'File', 'Tools', and 'Wizards'. The main menu has 'Acquisition', 'Settings', 'Virtual channels', and 'Statistics'. The 'Board properties' section shows:

- Name: DT5725_967
- ID: 2-14-967
- Model: DT5725
- ADC bits: 14
- Sampling rate (MS/s): 250.00
- DPP type: DPP_PSD
- ROC firmware: 4.17 build 2110
- AMC firmware: 136.16 build 2419
- License: Licensed
- Link: USB link #0
- Status: Connected
- Enable:

The 'Parameter' section includes icons for Input, Discriminator, QDC, Spectra, Rejections, Energy calibration, Sync/Trig, Miscellaneous, and Registers. Below this is a table of channel settings:

Parameter	All	CH0	CH1	CH2	CH3	CH4	CH5	CH6	CH7
Enable	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
Record length	992 ns								
Pre-trigger	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns	96 ns
Polarity	Negative	Negative	Negative	Negative	Negative	Negative	Negative	Negative	Negative
N samples baseline	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples	256 samples
Fixed baseline value	0	0	0	0	0	0	0	0	0
DC Offset	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %	20.0 %
Calibrate ADC	<input checked="" type="checkbox"/>								

The bottom status bar shows 'Connected' and the file path: C:\Users\mvenaruzzo\Documents\ATM\Test CoMPASS\Test

Рис. 5.11. Вкладка «Settings» Compass

File Tools Wizards ?

Acquisition Settings Time selection Virtual channels Statistics

Real time (hh:mm:ss) 00:00:00 Board DT5725_967


Readout 0 bytes/s

Board	Channel	ICR	Throughput	Pileup	Saturation	ECUT REJ	PSDOUT REJ	TOUT REJ	Time selection	OCR
DT5725_967	0	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	1	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	2	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	3	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	4	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	5	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	6	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz
DT5725_967	7	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz	0 Hz

Connected C:\Users\mvenaruzo\Documents\ATM\Test ColiPASS\Test

Рис. 5.12. Вкладка «Statistics» Compass

- частота событий, которые определены как наложение (*PUR*), [Гц];
- частота событий, которые не прошли установленный пользователем энергетический порог (*ECUT*), [Гц];
- частота событий, которые прошли все фильтры и записываются в гистограммы (*OCR*), [Гц].

С помощью иконки  пользователь может вызвать окно построения гистограмм и в реальном времени наблюдать за построением PSD- и аппаратурных спектров.

Подробную информацию об интерфейсе ПО Compass можно найти в руководстве пользователя [7].

РАБОТА С ЧИСЛЕННЫМИ ДАННЫМИ В COMPASS

Результаты эксперимента хранятся в папке с названием, соответствующим RUN ID, введенному пользователем.

В папке «**Unfiltered**» находятся данные о всех событиях, которые были получены дигитайзером (за исключением наложений и событий во время состояния насыщения дигитайзера). В папке «**Filtered**» находятся данные о событиях, которые прошли все фильтры, установленные во вкладке «**Rejection**» (режекция наложений, PSD-диапазон и др.). В обеих папках сохраняются аппаратурные и PSD-спектры в формате **.txt** (поканальный столбец амплитуд).

Также в данных папках может быть размещена подробная информация об энергии в формате **.csv**. В этом файле для каждого зарегистрированного события в столбцах будут размещены следующие величины:

- Временная метка (*Time Stamp*).
- Энергия в коротком временном окне (*Short Energy*).
- Полная энергия (*Energy*).
- Флаг состояния полученного события (*Flag*).

Energy и *Short Energy* могут быть записаны в каналах АЦП (по умолчанию), единицах энергии кэВ/МэВ или одновременно и в каналах, и в единицах энергии. Это настройка устанавливается в Compass во вкладке «**Acquisition**».

В случае измерения аппаратурного спектра в режиме цифрового осциллографа («Waves») в строках **.csv** файла записываются осциллограммы каждого сигнала с дискретизацией в 2 нс.

Помимо **.csv** пользователь может установить другие форматы для файла с подробной информации об энергии, такие как **.root** и **.bin**. Данные форматы используются при высокоуровневом и низкоуровневом программировании CAEN.

ИСТОЧНИК D-T НЕЙТРОНОВ

В качестве источника нейтронов, используемого в данной лабораторной работе, используется генератор нейтронов ИНГ-07Т непрерывного действия [8].

Технические данные ИНГ-07Т:

– Поток нейтронов на мишени нейтронной трубки – до 10^9 с^{-1} .

– Режим излучения нейтронного потока: непрерывный.

Питание генератора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 В и частотой 50 Гц. Потребляемая мощность не более 250 Вт.

Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т и блока питания и управления (БПУ) приведены на рисунке 5.13.



Рис. 5.13. Внешний вид ИНГ-07Т и блока питания и управления

Структурная схема генератора нейтронов приведена на рисунке 5.14.

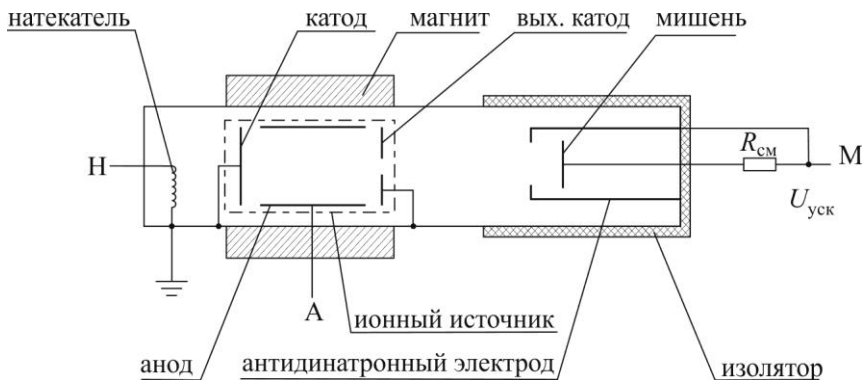


Рис. 5.14. Структурная схема ИНГ-07Т

Источником нейтронов и основным элементом конструкции генератора является отпаянная газонаполненная нейтронная трубка, установленная в блоке излучателя нейтронов. По физическому принципу действия нейтронная трубка представляет собой линейный ускоритель ионов, генерация нейтронов в которой происходит в результате экзотермической реакции, когда ускоренные ионы дейтерия бомбардируют мишень, содержащую тритий. Получаемые в результате этой реакции нейтроны имеют энергию 14 МэВ и излучаются изотропно в угол 4π относительно мишени.

Трубка имеет ионный источник Пеннинга с холодным катодом, хранилище рабочего газа – натекатель, специальный электрод вблизи мишени для подавления вторичных электронов, мишень. Рабочий газ (50 % дейтерий + 50 % тритий) содержится в адсорбированном состоянии в натекателе, представляющем собой цилиндр из гидрида металла. Выделение рабочего газа происходит в результате термодесорбции при прохождении через натекатель электрического тока. Ионы в источнике образуются в результате газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Аксиальное магнитное поле создается постоянным кольцевым магнитом, размещенным соосно с источником ионов.

Система управления генератора регулирует и автоматически контролирует все процессы, происходящие в нейтронной трубке. Генератор нейтронов ИНГ-07Т является промышленным и исполь-

зуется для проведения нейтронно-активационного анализа состава вещества, а также в методах нейтронографии для получения изображений структуры изучаемого объекта в поле быстрых нейтронов.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ВНИМАНИЕ!!! Сборка, включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляется только в присутствии преподавателя.

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Собрать экспериментальную установку согласно схеме на рисунке 5.9.
2. Включить источник низкого напряжения и подать на выход +5 В/–5 В. Проверить значение тока, которое должно составлять 0,025 А.
3. Включить источник высокого напряжения и подать на выход 0,7 кВ.
4. Включить дигитайзер CAEN DT5730В.
5. Открыть на ПК приложение Compass, установить рабочий канал дигитайзера.

НАБОР И СНЯТИЕ ДАННЫХ

Каждое новое измерение необходимо проводить под новым RUN ID, который устанавливается во вкладке «Acquisition» приложения Compass! В ином случае будет перезаписано предыдущее измерение

Задание 1. Получение осциллограмм сигналов детектора с помощью цифрового осциллографа

1. Ознакомиться с инструкцией по безопасности при работе с источниками ионизирующего излучения.
2. Подключить цифровой осциллограф к сцинтилляционному детектору. Получить осциллограммы фонового излучения. Зафик-

сировать средние параметры сигнала (амплитуда, время) по 3–5 измерениям при значении триггера в 50 мВ.

3. С помощью осциллографа получить осциллограммы ОСГИ ^{207}Bi . Оценить с помощью сетки осциллографа амплитуду и длительность полученного сигнала. Зафиксировать характерные амплитуды и длительности сигнала не менее чем по 5 сигналам.

Задание 2. Оцифровка сигналов детектора с использованием CAEN DT5730B. Определение параметров сигналов

4. Подключить дигитайзер CAEN DT5730B к сцинтилляционному детектору. Ознакомиться с интерфейсом приложения Compass и программой управления БПУ и ИНГ-07Т (ING07-Rem).

5. Установить во вкладке «**Acquisition**» параметр «**Acquisition mode**» как «**Waves**». Установить время набора спектров 30 с. Во вкладке «**Settings**»/«**Discriminator**» установить параметр «**Threshold**» равным **100 lsb**.

6. Установить рядом со сцинтилляционным детектором источник гамма-излучения ^{207}Bi . Зафиксировать параметры импульсов (время, амплитуда) по 5 случайным осциллограммам сигналов от источника с порогом 100 lsb. Для этого необходимо:

– Построить графики оцифрованных сигналов из .csv файла в любом доступном программном продукте (OriginPro, Matlab, Python и т. д.).

– Построить базовую (нулевую) линию для каждого сигнала.

– Рассчитать длительность сигнала.

– Усреднить результаты измерений и записать среднюю длительность.

В случае ошибки Compass при наборе первого спектра перезагрузить ПК и повторить п. 6.

7. Расположить детектор напротив мишени генератора D-Т нейтронов ИНГ-07Т на расстоянии не менее 40 см. С помощью программы ING-07Rem установить параметры $I_{\text{пенн}} = 50$ отн. ед. и $U_{\text{tube}} = 50$ кВ. Повторить п. 6 для нейтронного излучения. Объяснить наблюдаемые различия в возможной длительности получаемых сигналов. В случае, если часть сигналов по длительности идентичны сигналам от ^{207}Bi , объяснить данный факт.

8. Сравнить параметры осциллограмм от гамма- и нейтронных сигналов: характерные времена импульсов, времена спада. Опираясь на длительность и форму полученных осциллограмм, установить временные окна (*Short Gate* и *Long Gate*) во вкладке «**Settings**»/«**QDC**».

Задание 3. Измерение аппаратурных PSD-спектров

9. Установить во вкладке «**Acquisition**» параметр «**Acquisition mode**» как «**List only**». Время набора спектров установить **300 с**.

10. Измерить PSD-спектр от генератора нейтронов ИНГ-07Т. Для измерения PSD-спектров в программе Compass необходимо во вкладке «**Acquisition**» в разделе «**Spectra saving**» поставить флаг на параметр PSD. В случае, если форма спектра значительно отличается от теоретической, повторить измерение с изменением параметра *Short Gate* на 2 нс в большую или меньшую сторону до достижения формы спектра, наиболее близкой к теоретической. Для контроля формы спектров также можно использовать режим построения 2D-диаграмм рассеяния.

11. Выставить корректное окно параметра PSD в интерфейсе Compass во вкладке «**Settings**» → «**Rejections**». Под корректным параметром PSD подразумевается такой диапазон значений PSD, который полностью бы перекрывал пик от нейтронного излучения. Записать все выставленные параметры/настройки в лабораторный журнал для применения текущей конфигурации в следующей лабораторной работе (если она планируется).

Итоговый отчет должен включать в себя:

- усредненные времена импульсов, полученных при регистрации нейтронного и гамма-излучений;
- найденные оптимальные значения временных окон (нс);
- найденные параметры PSD-разделения;
- энергетические и PSD-спектры источника излучения ИНГ-07Т, 2D-диаграмма рассеяния для найденных параметров.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Принцип действия и устройство сцинтилляционных детекторов.
2. Из-за какой особенности пластмассовых сцинтилляторов с их помощью можно разделять гамма и нейтронное излучения?
3. Перечислите основные компоненты дигитайзера CAEN DT5730B и их назначение.
4. В чем заключается n - γ разделение по форме импульса (PSD)?
5. Почему вакуумные ФЭУ не способны работать в сильных магнитных полях? Каким образом решается эта проблема?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. *Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике*. М.: Энергоатомиздат, 1990. 296 с.
2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. *Основы экспериментальных методов ядерной физики*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
3. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. *Электронные методы эксперимента: Учеб. пособие для вузов*. М.: Энергоатомиздат, 1988. 336 с.
4. *CAEN Products / DT5730/DT5730S 8-channel 14 bit 500 MS/s Digitizer*. Электронный ресурс URL: <https://www.caen.it/products/dt5730/> (дата обращения 28.01.2024).
5. *User Manual DT5730B/DT5725. 8-channel 14-bit 500/250 MS/s Digitizer*. Caen Group, 2020.
6. *Hamamatsu Photonics. Photomultiplier tube R6231*. URL: <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/type/R6231/index.html>.
7. *User Manual UM5960 CoMPASS. Multiparametric DAQ Software for Physics Applications*. Caen Group, 2020.
8. Нейтронные генераторы – ФГУП ВНИИА. *Нейтронные генераторы для элементного анализа веществ и материалов*. URL: http://www.vniia.ru/production/incl/prospekt_element.pdf.

9. Knoll Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. New York/Chichester/Weinheim/Brisbane/Toronto/Singapore. John Wiley & Sons, Inc. 1999. 796 p.
10. Nakhostin M. *Signal processing for radiation detectors*. Hoboken, USA. John Wiley & Sons, Inc. 2018. 519 p.
11. Grupen C., Shwartz B.A. *Particle detectors*. Cambridge, UK. Cambridge University Press. 2018. 676 p.
12. Деменков В.Г., Деменков П.В. *Начала электронных методов ядерной физики: Учебное пособие*. СПб.: Изд-во «Лань», 2016. 384 с.
13. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. *Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения*. М.: ИД Интеллект, 2012. 204 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №6. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ ОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА С ВОЗМОЖНОСТЬЮ НЕЙТРОН-ГАММА РАЗДЕЛЕНИЯ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

Цель: изучение основ спектрометрии гамма- и нейтронного излучений органическими сцинтилляторами, изучение спектрометрических возможностей дигитайзера CAEN DT5730B, определение параметра n - γ разделения сцинтилляционного детектора для различных источников ионизирующего излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

ОСНОВЫ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОННОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЙ ПЛАСТМАССОВЫМИ СЦИНТИЛЛЯТОРАМИ

Регистрация быстрых нейтронов ($E > 1$ МэВ) органическими сцинтилляторами осуществляется с помощью реакции упругого рассеяния, в ходе которого возникают ядра отдачи. В случае водорода ($A = 1$) ядрами отдачи будут являться протоны.

Для водорода рассеяние моноэнергетических нейтронов в системе центра масс практически изотропно до $E_n \sim 20$ МэВ и спектр протонов отдачи выглядит следующим образом:

$$u(E_p)dE_p = \begin{cases} \frac{dE_p}{E_n}, E_p \leq E_n \\ 0, E_p \geq E_n \end{cases} \quad (6.1)$$

где E_n – энергия нейтрона, E_p – энергия протона отдачи.

На рисунке 6.1 изображены аппаратурные спектры протонов отдачи от источника моноэнергетических нейтронов с учетом различных факторов, из-за которых данное распределение отличается от распределения (6.1). Рассмотрим подробнее процессы, влияющие на форму аппаратурного спектра.

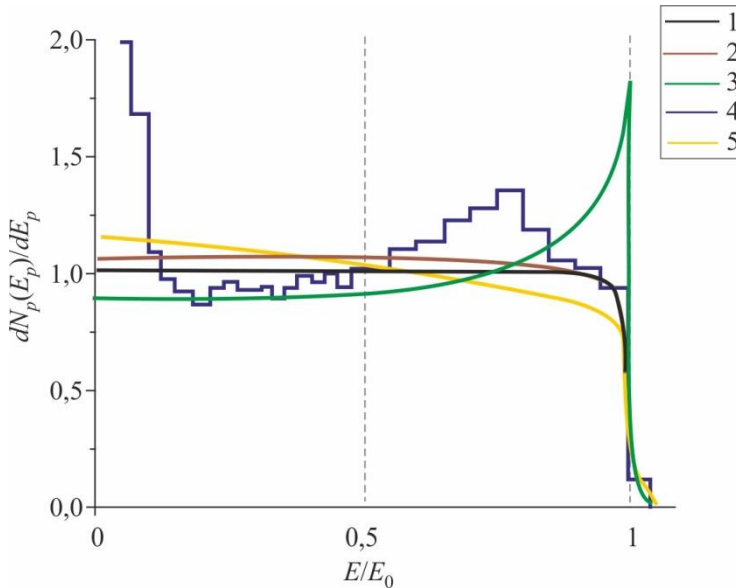


Рис. 6.1. Энергетический спектр протонов отдачи от источника моноэнергетических нейтронов:

1 – учтено однократное рассеяние на водороде; 2 – учтено рассеяние на углероде; 3 – учтено двукратное рассеяние на водороде; 4 – реальная форма распределения; 5 – учтена утечка протонов через торец цилиндрического кристалла [1]

Краевой эффект – результат того, что некоторые протоны отдачи выходят из сцинтиллятора прежде, чем потеряют всю свою энергию. Утечка возможна через боковые стенки и торцы сцинтиллятора. В случае направленного пучка нейтронов можно не учитывать утечку через боковые стенки, так как она существенно меньше утечки через торцы. Краевой эффект проявляется в том, что сигнала

лов в спектре смещается из области высоких энергий в область низких энергий.

Однако краевой эффект частично компенсируется многократным рассеянием, из-за которого спектр протонов «поднимается» в области высоких энергий и «понижается» в области малых энергий.

На плавный спад в области высоких энергий также влияет конечное энергетическое разрешение сцинтилляционных детекторов. Энергетическое разрешение детекторов на основе органических сцинтилляторов можно определить по уширению и наклону высокоэнергетического края аппаратурного спектра протонов отдачи в случае облучения детектора моноэнергетическими нейтронами. Экспериментальным путем найдено, что разрешение спектрометра нейтронов на основе органических (пластмассовых) сцинтилляторов в диапазоне энергий от 0,1 до 20 МэВ можно приближенно описать зависимостью:

$$\eta(E) = \frac{A}{\sqrt{E}}, \quad (6.2)$$

где A – экспериментально определяемая константа, зависящая от качества, размеров сцинтиллятора и собственного разрешения ФЭУ.

Энергетическое разрешение стильбена для 662 кэВ (ОСГИ Cs-137) составляет 10 % [2].

На рисунке 6.2 приведены аппаратурные спектры генератора D-T нейтронов ИНГ-07Т для спектрометра на основе пластмассового сцинтиллятора EJ-276, где черной линии соответствует спектр для нейтронов и гамма-излучения, а красной линии соответствует спектр только нейтронов. ИНГ-07Т располагался в блоке биологической защиты (полиэтилен + борированный полиэтилен).

Основным видом взаимодействия γ -квантов с энергией 100 кэВ и выше с материалом органических сцинтилляторов является комптоновское рассеяние на свободных электронах.

Край энергии комптоновского рассеяния находится по формуле:

$$E_e = \frac{2 \frac{E_\gamma^2}{m_e c^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}, \quad (6.3)$$

где E_e – энергия комптоновского края и E_γ – энергии γ -кванта до рассеяния находятся в диапазоне от ~ сотни кэВ до несколько МэВ, $m_e c^2$ – энергия покоя электрона (511 кэВ).

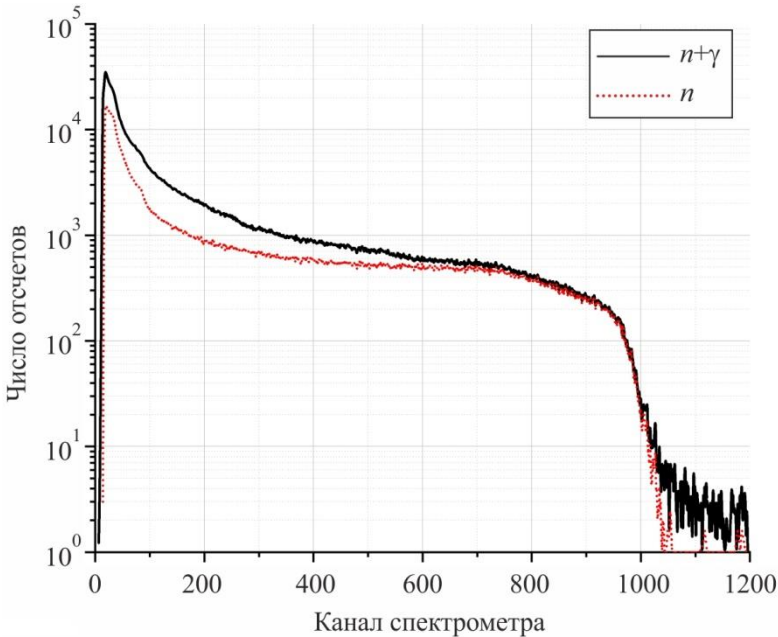


Рис. 6.2. Аппаратурный спектр нейтронного генератора ИНГ-07Т

Так как сечение фотоэффекта зависит от атомного номера Z как $\sigma_{\text{фотоэф}} \sim Z^5$, то при использовании органических сцинтилляторов пик полного поглощения (фотопик) будет отсутствовать ввиду малого значения среднего атомного номера органического сцинтиллятора ($Z_{\text{орг.сц.}} \sim 6$).

На рисунке 6.3 изображен аппаратурный спектр гамма-источника ^{207}Bi для спектрометра на основе пластмассового сцинтиллятора EJ-276. На спектре видно три комптоновских края с энергиями 393 кэВ, 858 кэВ, 1547 кэВ, соответствующих энергиям гамма-излучения 570 кэВ, 1064 кэВ, 1770 кэВ.

Для сравнения на рисунке 6.4 приведен аппаратурный спектр гамма-излучения для спектрометра с неорганическим сцинтиллятором NaI(Tl) .

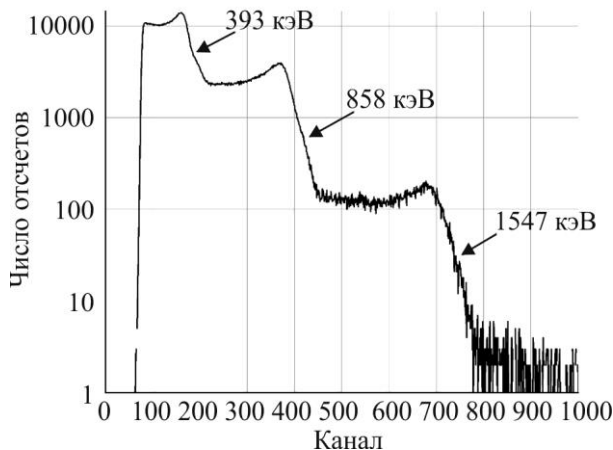


Рис. 6.3. Аппаратурный спектр ОСГИ ^{207}Bi , с отмеченными комptonовскими краями

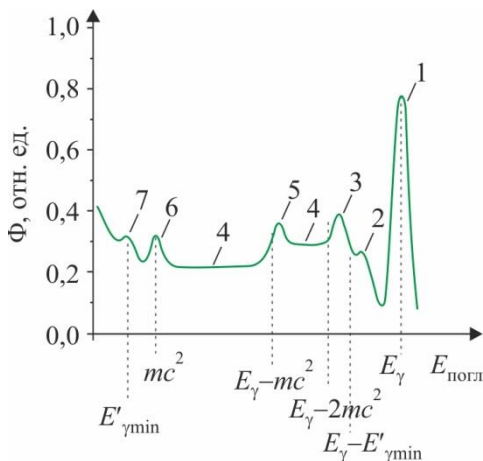


Рис. 6.4. Аппаратурная форма линии спектрометра γ -излучения с кристаллом $\text{NaI}(\text{TI})$:

- 1 – пик полного поглощения; 2 – комptonовский пик;
- 3 – пик одиночного вылета; 4 – комptonовский континуум;
- 5 – пик двойного вылета; 6 – пик аннигиляционного излучения;
- 7 – пик обратного рассеяния [3]

УЧЕТ СВЕТОВОХОДА ОТ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ЧАСТИЦ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ ПЛАСТМАССОВЫМИ СЦИНТИЛЛЯТОРАМИ

Для всех органических сцинтилляторов, независимо от их агрегатного состояния, световойход для электронов примерно в 10 раз больше световойхода α -частиц той же энергии. Это частично можно объяснить локальным перегревом сцинтиллятора при большой плотности ионизации (например, при облучении α -частицами с энергией 5 МэВ местный перегрев может достигать 200 °С). Другой причиной может послужить возникновение сильных электрических полей при большой плотности ионизации, которые приводят к изменению структуры энергетических состояний возбужденных молекул и, следовательно, к изменению спектра испускания [4].

Из-за зависимости световойхода органических сцинтилляторов от типа регистрируемой частицы вводится специальная единица измерения световойхода МэВ э.э. – электронный эквивалент МэВ (MeVee). Энергия, требуемая для получения 1 МэВ э.э. света, это 1 МэВ для быстрых электронов и несколько МэВ для тяжелых заряженных частиц из-за меньшего световойхода сцинтиллятора (рис. 6.5). Величина МэВ э.э. введена для определения абсолютно базиса световойхода сцинтиллятора для различных типов частиц относительно электрона. Другими словами, размерность МэВ э.э. показывает, какую энергию имела бы та или иная частица, если бы она «была электроном».

Отклик органического сцинтиллятора на заряженные частицы может быть описан отношениями dL/dx и dE/dx , где dL/dx – световая энергия, излучаемая на единице длины пути частицы в сцинтилляторе, а dE/dx – ионизационные потери частицы в веществе.

Для определения ионизационных потерь частицы dE/dx пользуются формулой Бете – Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I_{\text{ион}}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (6.4)$$

где z – заряд частицы, m_e и e – масса и заряд электрона соответственно, v – скорость частицы, n_e – концентрация электронов вещества, $I_{\text{ион}}$ – средний потенциал ионизации, $\beta = v/c$ (c – скорость света), δ – поправка, учитывающая релятивистский эффект поляризации среды (эффект плотности), U – поправка на учет связи электронов на K и L оболочках.

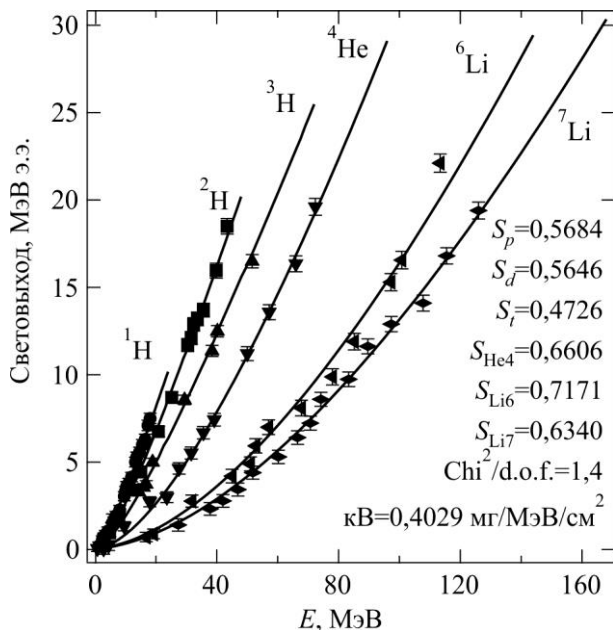


Рис. 6.5. Световой выход изотопов водорода, ^4He и изотопов лития в органическом сцинтилляторе EJ 299-33 [5]

Расчет ионизационных потерь частицы с помощью (6.4) неудобен ввиду значительного количества допущений и приближений, в силу чего можно использовать экспериментально полученные значения dE/dx , опубликованные в различных базах ядерных данных, например NIST [6].

Связь между величинами dL/dx и dE/dx была предложена Бирксом [7]. Он предположил, что высокая плотность ионизации вдоль трека частицы ведет к гашению (*quenching*) т. е. безизлуча-

тельному снятию возбуждения у некоторой доли k поврежденных молекул, в результате число сцинтилляций уменьшается. Если предположить, что плотность поврежденных молекул вдоль направления движения частицы прямо пропорциональна плотности ионизации, то можно представить, что их плотность равна $B(dE/dx)$, где B – коэффициент пропорциональности. В случае отсутствия гашения, световыход органического сцинтиллятора пропорционален энергетическим потерям:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx}, \quad (6.5)$$

где S – нормальная сцинтилляционная эффективность. Учитывая вероятность гашения:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}, \quad (6.6)$$

где S – сцинтилляционная эффективность, k – относительное число поврежденных молекул, которые могут привести к гашению, B – коэффициент пропорциональности.

Выражение (6.6) называется формулой Биркса. На практике параметры k и B определяются как единый множитель kB с помощью аппроксимации экспериментальных данных, полученных для соответствующего сцинтиллятора.

В случае регистрации быстрых нейтронов (напрямую или полученных от регистрации гамма-излучения) формула Биркса приобретает вид (в виду малости dE/dx для достаточно больших значений E):

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_e = S \frac{dE}{dx}. \quad (6.7)$$

Из соотношения (6.7) следует, что отношение световыхода на единицу энергии частицы равно константе:

$$\left. \frac{dL}{dE} \right|_e = S. \quad (6.8)$$

В этом случае значение световыхода линейно зависит от начальной энергии частицы E :

$$L = \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE. \quad (6.9)$$

С другой стороны, для α -частицы dE/dx приобретает очень большие значения, и формула Биркса выглядит следующим образом:

$$\left. \frac{dL}{dx} \right|_{\alpha} = \frac{S}{kB}. \quad (6.10)$$

Соответствующее значение величины kB определяется как отношение dL/dE для электронов и dL/dx для α -частиц:

$$kB = \frac{\left. \frac{dL}{dE} \right|_e}{\left. \frac{dL}{dx} \right|_{\alpha}}. \quad (6.11)$$

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА НЕЙТРОН-ГАММА РАЗДЕЛЕНИЯ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСА

Одним из общепризнанных критериев эффективности разделения частиц методом PSD является значение величины FoM (Figure of Merit – коэффициент добротности):

$$FoM = \frac{\max_n - \max_{\gamma}}{FWHM_n - FWHM_{\gamma}} \quad (6.12)$$

где \max_n , \max_{γ} – наиболее вероятные значения PSD-распределения для нейтронов и γ -излучения, а $FWHM_n$, $FWHM_{\gamma}$ – ширина пиков на полувысоте для нейтронов и γ -излучения. Значение параметра FoM рассчитывается для определенного энергетического порога, устанавливаемого вручную.

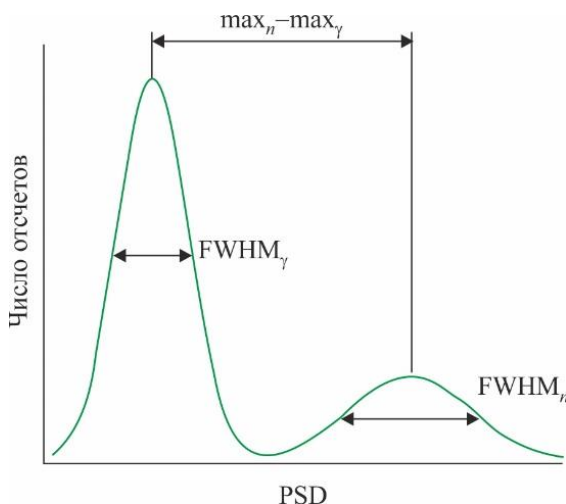


Рис. 6.6. Гистограмма значений PSD, с изображенными параметрами для вычисления критерия FoM

Чем выше энергетический порог, тем выше критерий FoM и лучше n - γ разделение, но тем больше полезных событий «не попадут» в статистику (рис. 6.7). Таким образом, выбор порога регистрации является важнейшим фактором при подготовке к эксперименту.

В данной работе для PSD-разделения гамма- и нейтронного излучений используется цифровой дигитайзер CAEN DT5730B.

Критерием эффективного разделения гамма и нейтронного излучений является значение параметра $FoM \geq 1,27$ [9]. Данное значение параметра FoM обусловлено тем фактом, что расстояние между пиками ($\max_n - \max_\gamma$) должно быть равно или превышать $3(\sigma_1 + \sigma_2)$, где σ – стандартное отклонение, определяемое из ширины пика на полувысоте $FWHM = 2,36\sigma$.

На полученных в ходе эксперимента PSD-спектрах гамма- и нейтронная компоненты не всегда представляют собой нормальное распределение. В этом случае, для определения параметра FoM следует аппроксимировать пики PSD-спектра гауссовой функцией по одному из краев пика (как это показано на рисунке 6.8 красным цветом).

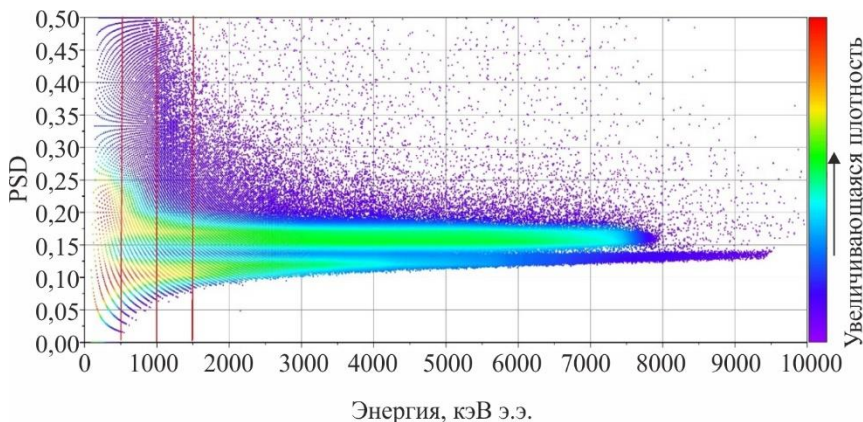


Рис. 6.7. Поле рассеяния с изображенными энергетическими порогами

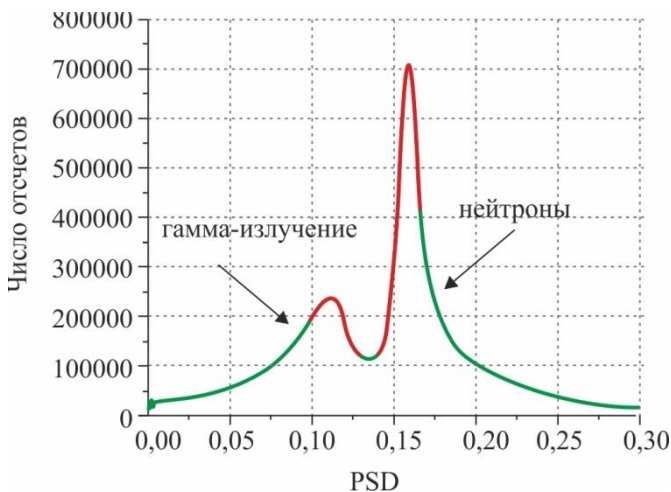


Рис. 6.8. PSD-спектр для ИНГ-07Т для выхода нейтронов $5,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ с аппроксимированными гауссовой функцией пиками

Отличие формы пиков от формы распределения Гаусса может быть связано как со значительным количеством наложений сигналов при больших нагрузках спектрометрического тракта, когда происходит нарушение линейности счетной характеристики,

так и с наличием других видов частиц помимо разделяемых. Например, в случае нейтрон-гамма разделения с помощью PSD-методики в форму PSD-спектров вносит вклад альфа-излучение, возникающее при взаимодействии быстрых нейтронов ($E_n > 5$ МэВ) с ядрами углерода, входящими в состав органического сцинтиллятора.

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ CAEN DT5730B

Функциональная схема n - γ разделения с помощью CAEN DT5730B [10] представлена на рисунке 6.9. На выходе устройства можно получить три типа данных: осциллограмму сигнала, PSD-спектр и аппаратные спектры регистрируемого излучения.

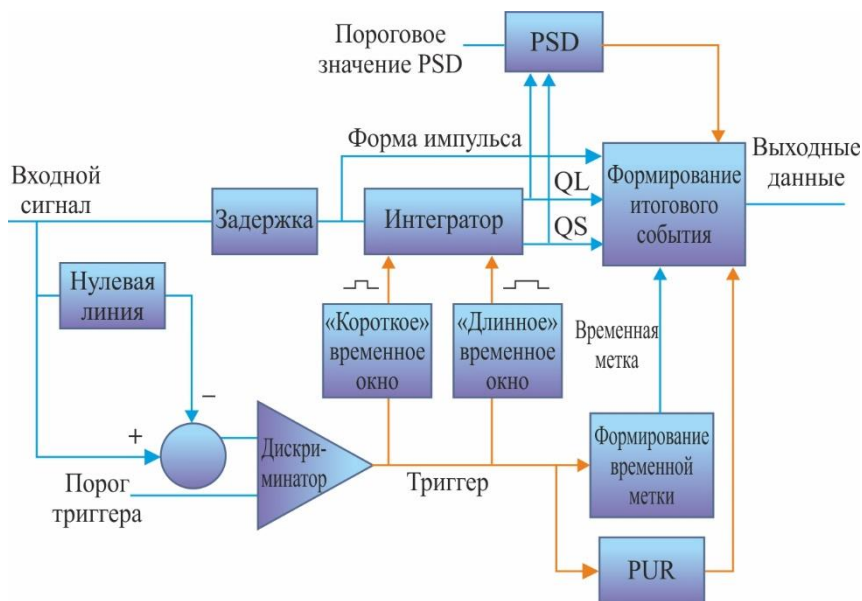


Рис. 6.9. Функциональная блок-схема PSD-разделения с помощью CAEN DT5730B с прошивкой DPP-PSD [11]

На блок-схеме рис. 6.9 приведены следующие компоненты:

– Нулевая линия – определение нулевой линии с помощью аппаратных средств DT5730B или самостоятельная установка нулевой линии пользователем.

– Дискриминатор – дискриминатор для пропуска сигнала, превосходящего уровень порога *Trigger Threshold*.

– Задержка зарегистрированного импульса.

– Интегратор – интегрирование импульса в двух временных окнах («короткое» и «длинное» временные окна), получение Q_{short} и Q_{long} .

– PSD – определение параметра PSD для разделения сигналов по форме импульса.

– Формирование временной метки.

PUR (*Pile-Up Rejection*) – режекция наложений импульсов.

– Формирование итогового события (сохранение формы импульса *Waveform*, занесение события в статистику и PSD-спектр).

PSD-разделение с помощью CAEN DT5730B осуществляется методом интегрирования заряда, описанным в лабораторной работе № 5: вычисляются Q_{long} и Q_{short} , после чего рассчитывается параметр PSD.

Пользователь может самостоятельно устанавливать значение нулевой линии (*Baseline*) получаемого сигнала. Также это значение может рассчитываться динамически самим устройством.

Прошивка DPP-PSD также позволяет пользователю отбирать импульсы и устанавливать временную метку двумя методами: по переднему фронту импульса (*Leading Edge*) и методом следящего порога (*Constant-Fraction*).

Первый метод заключается в том, что электрический импульс регистрируется, когда его величина пересекает программируемое пороговое значение (*Threshold*). Происходит это следующим образом. Нулевая линия (*Baseline*) вычитается из входного сигнала (*input*), давая значение $input_sub = input - baseline$. Значение $input_sub$ сравнивается со значением порога срабатывания, и событие выбирается, как только сигнал $input_sub$ пересекает порог.

Суть метода следящего порога продемонстрирована на рисунке 6.10. Входной сигнал с амплитудой V задерживается на вре-

мя t_d . Параллельно входной сигнал инвертируется и ослабляется ($-f$ V). Затем полученные сигналы складываются. В результате формируется биполярный сигнал. Пересечение нуля биполярным сигналом принимается за время срабатывания (*trigger time*).

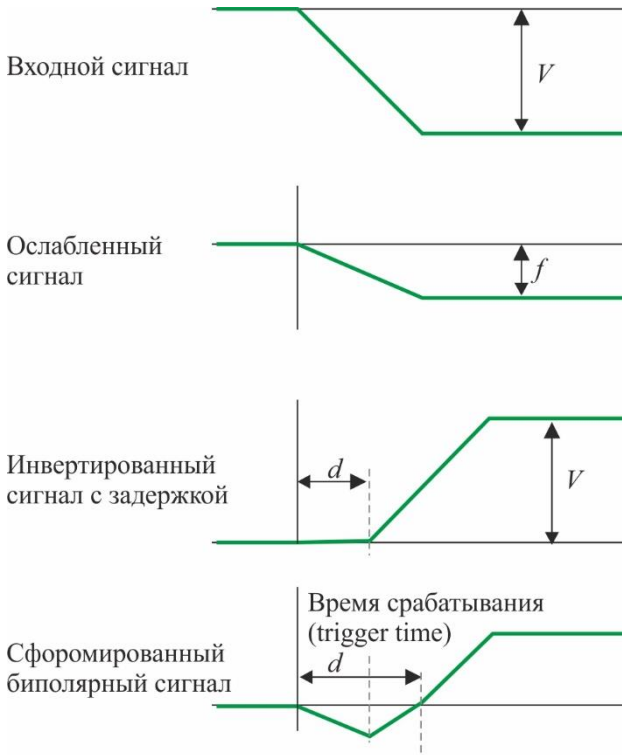


Рис. 6.10. Реализация метода следящего порога [11]

Также CAEN DT5730B способен осуществлять режекцию наложений. Определение наложения сигналов происходит следующим образом. Когда импульс достигает своего максимального значения, алгоритм рассчитывает точку, соответствующую величине PUR-GAP (задается пользователем), и переходит в режим ожидания наложения (PILE-UP ARMED). Если значение сигнала уменьшается, а потом заново начинает возрастать и превосходит порог PUR-GAP, то зарегистрированное событие обозначается как

наложение (рис. 6.11). По умолчанию данное событие обрабатывается и заносится в аппаратный спектр, но пользователь может установить условие, при котором наложения записываться не будут.

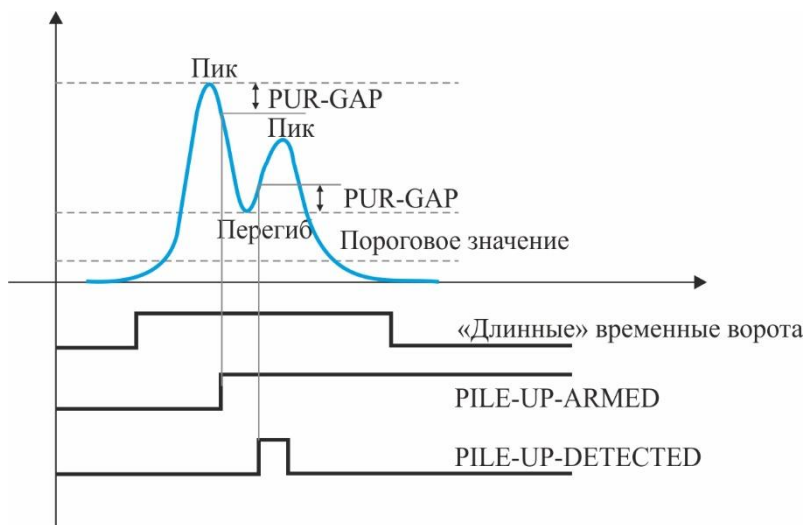


Рис. 6.11. Реализация режекции наложений сигналов с помощью CAEN DT5730B и прошивки DPP-PSD [11]

РАБОТА С ЧИСЛЕННЫМИ ДАННЫМИ ФАЙЛОВ ЗАПИСИ CAEN DT5730B

Результаты эксперимента хранятся в папке с названием, соответствующим RUN ID, введенному пользователем.

В папке **«Unfiltered»** находятся данные о всех событиях, которые были получены дигитайзером (за исключением наложений и событий во время состояния насыщения дигитайзера). В папке **«Filtered»** находятся данные о событиях, которые прошли все фильтры, установленные во вкладке **«Rejection»** (режекция наложений, PSD-диапазон и др.). В обеих папках сохраняются аппаратные и PSD-спектры в формате **.txt**.

Также в данных папках может быть размещена подробная информация об энергии в формате **.csv** (данный формат используется в лабораторной работе). В этом файле для каждого зарегистри-

стрированного события в столбцах будет размещены следующие величины:

- Временная метка (*Time Stamp*).
- Энергия в коротком временном окне (*Short Energy*).
- Полная энергия (*Energy*).
- Флаг состояния полученного события (*Flag*).

Energy и *Short Energy* могут быть записаны в каналах АЦП, в кэВ/МэВ или одновременно в каналах и единицах энергии. Эта настройка устанавливается в **Compass** во вкладке «**Acquisition**».

Помимо **.csv** пользователь может установить другие форматы для файла с подробной информации об энергии, такие как **.root** и **.bin**. Подробнее об этих форматах можно найти в [11]. В папке «**Screenshots**» находятся изображения спектров, сделанные пользователем.

Также пользователь может установить настройку для сохранения «сырых» файлов. Тогда ко всем вышеперечисленным папкам добавится еще папка «**Raw Data**». В этой папке будет содержаться информация обо всех событиях, полученных дигитайзером, включая наложения и события во время насыщения дигитайзера. «Сырые» данные могут быть полезны, например, для вычисления мертвого времени дигитайзера.

Все полученные файлы могут быть открыты в программах обработки данных, таких как Origin или Microsoft Excel.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема используемой в лабораторной работе установки приведена на рисунке 6.12.

Состав экспериментальной установки:

- сцинтиллятор;
- вакуумный ФЭУ;
- резистивный делитель для подачи напряжения на диоды ФЭУ;
- предусилитель (ПУ) для согласования сигнала с ФЭУ с рабочим диапазоном CAEN DT5730B;

- цифровой преобразователь сигнала CAEN DT5730B;
- высоковольтный источник питания;
- низковольтный источник питания для ПУ;
- ПК с установленной интерфейсной платой CONET2 и необходимым ПО для работы с дигитайзером CAEN;
- плотная светоизолирующая ткань.

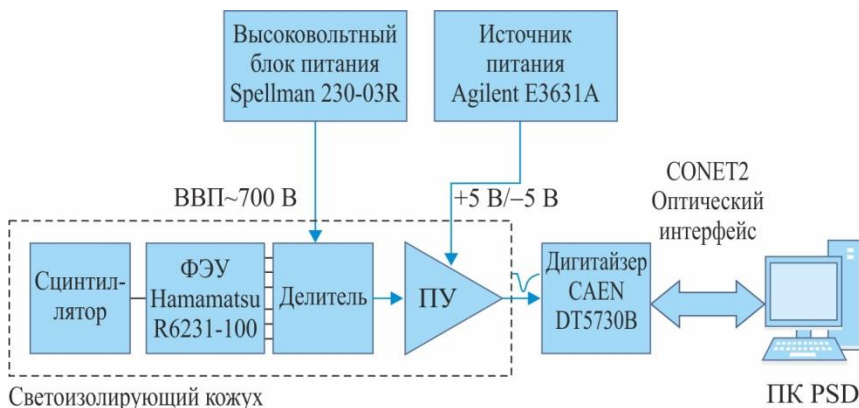


Рис. 6.12. Схема экспериментального стенда

В качестве сцинтиллятора в работе используется монокристалл стильбена размером $\varnothing 41 \times 41$ мм и/или пластмассовый сцинтиллятор EJ-276 размером $\varnothing 51 \times 51$ мм. Их характеристики приведены в таблицах 6.1 и 6.2.

Таблица 6.1

Сцинтилляционные характеристики стильбена

Химическая формула	$C_{14}H_{12}$
Плотность, г/см ³	1,22
Максимум люминесценции, нм	390 ... 410
Коэффициент преломления	1,64
Световой выход, фотон/МэВ	14000
Постоянные высвечивания, нс	5/28/253

Таблица 6.2

Характеристики пластмассового сцинтиллятора EJ-276

Световыход (% от антрацена)	56
Световыход, фотон/МэВ	8600
Максимум люминесценции, нм	425
Плотность атомов H, 1/см ³	$4,546 \times 10^{22}$
Плотность атомов C, 1/см ³	$4,906 \times 10^{22}$
Плотность электронов, 1/см ³	$3,533 \times 10^{22}$
Плотность, г/см ³	1,096
Постоянные высвечивания, нс	13/35/270 (для гамма-излучения)
	13/59/460 (для нейтронного излучения)

В качестве фотоэлектрического преобразователя излучения сцинтиллятора используется вакуумный фотоумножитель (ФЭУ) Hamamatsu R6231-100 [12]. Внешний вид Hamamatsu R6231-100 приведен на рисунке 6.13, основные характеристики приведены в таблице 6.3.



Рис. 6.13. Внешний вид Hamamatsu R6231-100

Таблица 6.3

Основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R6231-100

Диаметр трубки ФЭУ, мм	51
Диаметр фотокадота, мм	46
Диапазон спектрального отклика, нм	300–650
Количество динодов	8
Время нарастания, нс	8,5
Время переноса сигнала, нс	48

Фотоэлектронные умножители очень чувствительны к магнитным полям, даже сравнительно слабое поле Земли оказывает влияние на характеристики ФЭУ. Для уменьшения влияния внешнего магнитного поля в конструкции детектора используется экран, изготовленный из магнитомягкого сплава (пермаллой).

К измерительной аппаратуре детектор подключается с помощью набора электрических кабелей. Сигналы с детектора обрабатывает цифровой преобразователь сигнала (дигитайзер) CAEN DT5730B (с установленной прошивкой DPP-PSD). Информация считывается параллельным АЦП с 14-битным разрешением и частотой дискретизации в 500 Мвыб/с. Дигитайзер имеет 8 входных каналов, коммуникация с ПК осуществляется через USB и интерфейсы оптической связи. Внешний вид CAEN DT5730B приведен на рисунке 2.14.



Рис. 6.14. Внешний вид дигитайзера CAEN DT5730B

ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ

В качестве источников нейтронов в данной лабораторной работе используют генератор D-T-нейтронов ИНГ-07Т квазинепрерывного действия [13] и радиоизотопный (α , n) источник типа ИБН-8-2 на основе Pu-238/Be.

Технические данные ИНГ-07Т:

- Поток нейтронов на мишени нейтронной трубки – до 10^9 нейтр./с.
- Режим излучения нейтронного потока: квазинепрерывный с частотой следования импульсов 10^4 Гц.
- Время непрерывной работы генератора:
 - на потоке 5×10^8 нейтр./с – не менее 2 часов;
 - на максимальном потоке – не менее 30 минут.

Время непрерывной работы ограничено температурой перегрева излучателя (60 ± 5) °С. При достижении этой температуры генератор автоматически отключается.

Питание генератора осуществляется от сети переменного тока с напряжением 220 В и частотой 50 Гц. Потребляемая мощность не более 250 Вт.

Внешний вид генератора нейтронов ИНГ-07Т и блока питания и управления (БПУ) приведены на рисунке 6.15.



Рис. 6.15. Внешний вид ИНГ-07Т и блока питания и управления

Структурная схема генератора нейтронов приведена на рисунке 6.16.

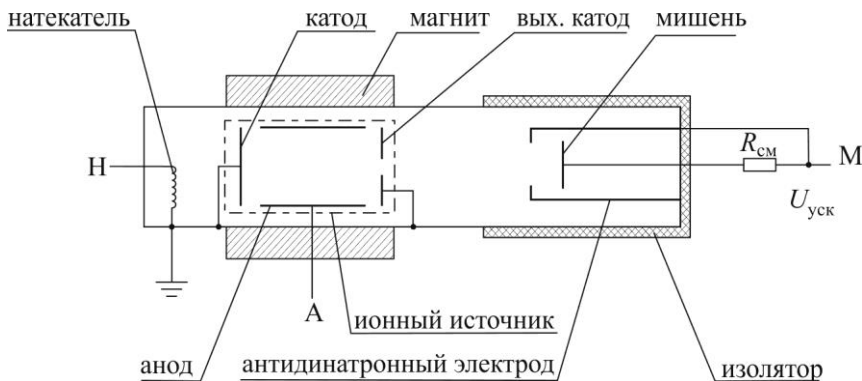


Рис. 6.16. Структурная схема ИНГ-07Т

Источником нейтронов и основным элементом конструкции генератора является отпаянная газонаполненная нейтронная трубка, установленная в блоке излучателя нейтронов. По физическому принципу действия нейтронная трубка представляет собой линейный ускоритель ионов, генерация нейтронов в которой происходит в результате экзотермической реакции, когда ускоренные ионы дейтерия бомбардируют мишень, содержащую тритий. Получаемые в результате этой реакции нейтроны имеют энергию 14 МэВ и излучаются изотропно в угол 4π относительно мишени.

Трубка имеет ионный источник Пеннинга с холодным катодом, хранилище рабочего газа – нагекатель, специальный электрод вблизи мишени для подавления вторичных электронов, мишень. Рабочий газ (50 % дейтерий + 50 % тритий) содержится в адсорбированном состоянии в нагекателе, представляющем собой цилиндр из гидрида металла. Выделение рабочего газа происходит в результате термодесорбции при прохождении через нагекатель электрического тока. Ионы в источнике образуются в результате газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. Аксиальное магнитное поле создается постоянным кольцевым магнитом, размещенным соосно с источником ионов.

Система управления генератора регулирует и автоматически контролирует все процессы, происходящие в нейтронной трубке. Генератор нейтронов ИНГ-07Т в основном используется для проведения нейтронно-активационного анализа состава вещества, а также в методах нейтронографии для получения изображений структуры изучаемого объекта в поле быстрых нейтронов. В связи с особенностями конструкции генератора, а также в связи с ненулевой энергией частиц, вступающих в реакцию с образованием нейтронов, выход нейтронов не является изотропным в пространстве.

Изотопный источник типа ИБН-8-2 имеет следующие характеристики:

– Поток быстрых нейтронов в телесный угол 4π ср, с^{-1} : $(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^6$.

– Максимальная активность ^{238}Pu в источнике: $2,4 \cdot 10^{10}$ Бк.

– Размеры источника: диаметр – 12 мм, высота – 16 мм.

– Размеры активной части источника: диаметр 5 мм, высота 5,2 мм.

Внешний вид источника представлен на рис. 6.17, а его приблизительный энергетический вероятностный нейтронный спектр – на рис. 6.18.

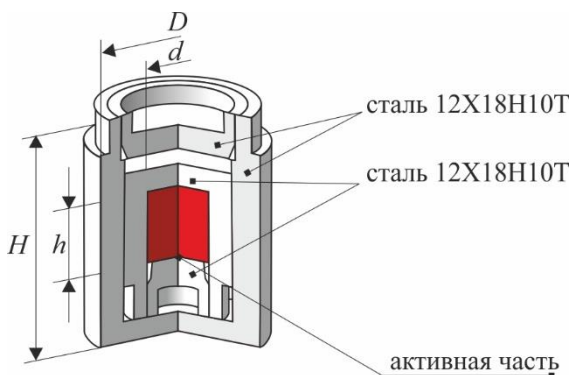


Рис. 6.17. Внешний вид источника ИБН-8-2

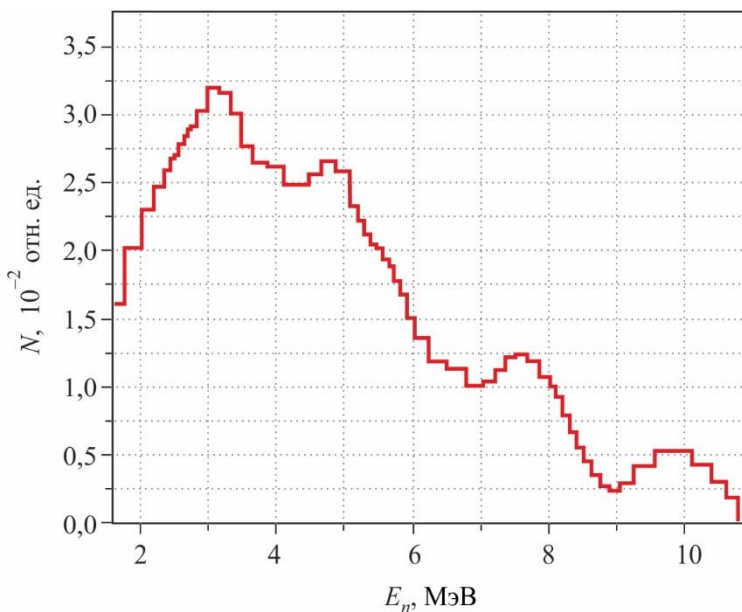


Рис. 6.18. Вероятностный энергетический спектр нейтронов источника ИБН-8-2

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Сборка, включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляется только в присутствии преподавателя.*

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Собрать экспериментальную установку согласно схеме на рисунке 6.12.
2. Включить источник низкого напряжения и подать на выход +5 В/–5В. Проверить значение тока, которое должно составлять 0,025 А.

3. Включить источник высокого напряжения и подать на выход 0,7 кВ.
4. Включить дигитайзер CAEN DT5730B.
5. Открыть на ПК приложение Compass, установить рабочий канал дигитайзера.

НАБОР И СНЯТИЕ ДАННЫХ

Каждое новое измерение необходимо проводить под новым RUN ID, который устанавливается во вкладке «Acquisition» приложения Compass!

1. Ознакомиться с инструкцией по безопасности при работе с источниками ионизирующего излучения.

Задание 1. Построение PSD-диаграммы для смешанного нейтрон-гамма источника. Оценка качества разделения

2. В программе **Compass** установить во вкладке «Acquisition» параметр «Acquisition mode» как «List Only». Время набора спектров установить **600 секунд**. Во вкладке «Settings» установить параметры *Threshold*, *Short Gate* и *Long Gate*, *Energy Channels* и *Energy Coarse Gain*, определенные в лабораторной работе № 5. Если лабораторная работа № 5 ранее не выполнялась, взять данные у преподавателя. При этом во вкладке «Acquisition» в разделе «Saving spectra» необходимо установить сохранение энергетических и PSD-спектров.

3. Провести измерение фона в течение **10 минут**.

4. Расположить детектор напротив мишени генератора D-T- нейтронов ИНГ-07Т на расстоянии 40 см. Измерить аппаратные и PSD-спектры при порогах 50, 100, 200, 500, 1000 lsb в течение **5 минут** каждый, получить PSD-диаграммы рассеяния. Сделать скриншоты полученных спектров.

5. Получить аппаратные и PSD-спектры, а также PSD-диаграмму рассеяния для изотопного источника Pu-238/Be на расстоянии 30 см при аналогичных порогах. Сделать скриншоты полученных спектров.

6. Объяснить полученное различие формы PSD-диаграмм для двух источников.

7. По полученным PSD-спектрам для обоих источников определить параметр разделения FoM для каждого спектра. Для этого необходимо представить данные из текстовых файлов в графическом виде, после чего с помощью сторонних программ (OriginPro, Python, Matlab и т. д.) рассчитать параметр FoM при текущем пороге регистрации.

8. Построить графическую зависимость параметра FoM от порога регистрации.

9. Определить соотношение количества нейтронов к количеству гамма-квантов для обоих источников.

Задание 2. Калибровка спектрометрического стенда по комптоновским краям гамма-излучающих радионуклидов

10. Измерить аппаратурные спектры ОСГИ ^{207}Bi , ^{22}Na , ^{60}Co в течение **5 минут** каждый.

11. Для всех ОСГИ рассчитать значение энергии края комптоновского рассеяния E_e . Определить каналы, соответствующие краям комптоновского рассеяния гамма-излучения для каждого источника. Канал края комптоновского рассеяния определяется как $0,9 \times C_{\max}$, где C_{\max} – максимальное число отсчетов в пике, предшествующем комптоновскому краю на аппаратурном спектре.

12. Графически и численно представить калибровочную зависимость $E_{CM}(\text{Channel})$. Для калибровки также использовать комптоновские края, возникающие при регистрации излучения от нейтронных источников. Объяснить, в результате каких реакций образуются данные гамма-кванты.

13. На откалиброванной шкале спектрометра построить аппаратурные спектры из **задания 1**. Объяснить, почему максимальная энергия в спектрах не соответствует максимальной энергии протонов отдачи.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. В чем заключается n - γ разделение по форме импульса (PSD)? Каким образом оценивается эффективность n - γ разделение?
2. Возможно ли разделение гамма-излучения и тепловых нейтронов с помощью спектрометра, используемого в лабораторной работе?

3. Из-за каких физических процессов реальный аппаратурный спектр моноэнергетических нейтронов отклоняется от формы «ступеньки»?
4. В чем заключается смысл единицы измерения световыхода МЭВ э.э.?
5. Как происходит формирование временной метки методом следящего порога?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. *Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике*. М.: Энергоатомиздат, 1990. 296 с.
2. Sosa C.S., Thompson S.J., Chichester D.L. et al. Improved Neutron–Gamma Discrimination at Low-Light Output Events Using Conical Trans-Stilbene. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, 2019, vol. A 916, pp. 42–46.
3. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. *Прикладная ядерная физика*. Учебное пособие. Под ред. В.Т. Самосадного. М.: МИФИ, 2007. 240 с.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. *Основы экспериментальных методов ядерной физики*. М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
5. Nyibule S. et. al. Birks' Scaling of the Particle Light Output Functions for the EJ-299-33 Plastic Scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2014, vol. A 768, pp. 141–145.
6. *NIST database. Physical Reference Data* URL: <https://www.nist.gov/pml/productsservices/physical-reference-data>.
7. Birks J.B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, Oxford, 1964.
8. Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. New York/Chichester/Weinheim/Brisbane/Toronto/Singapore. John Wiley & Sons, Inc. 1999. 796 p.
9. Zaitseva N., et al. Plastic Scintillators With Efficient Neutron/Gamma Pulse Shape Discrimination. *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, 2012, vol. A 668, pp. 88–93.

10. CAEN Products / DT5730/DT5730S 8-channel 14 bit 500 MS/s Digitizer. URL: <https://www.caen.it/products/dt5730/>.
11. User Manual UM5960 CoMPASS. Multiparametric DAQ Software for Physics Applications. Caen Group, 2020.
12. Hamamatsu Photonics. Photomultiplier Tube R6231. URL: <https://www.hamamatsu.com/jp/en/product/type/R6231/index.html>.
13. Нейтронные генераторы – ФГУП ВНИИА. Нейтронные генераторы для элементного анализа веществ и материалов. URL: http://www.vniia.ru/production/incl/prospekt_element.pdf.
14. Nakhostin M. *Signal Processing for Radiation Detectors*. Hoboken, USA, John Wiley & Sons, Inc. 2018. 519 p.
15. Grupen C., Shwartz B.A. *Particle Detectors*. Cambridge, UK. Cambridge University Press. 2018. 676 p.
16. Деменков В.Г., Деменков П.В. *Начала электронных методов ядерной физики: Учебное пособие*. СПб.: Издательство «Лань», 2016. 384 с.
17. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. *Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения*. М.: ИД Интеллект, 2012. 204 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7. ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ЗАКРЫТЫХ РАДИОНУКЛИДНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Цель работы: изучение способа измерения активности закрытых радионуклидных источников с использованием встроенных возможностей программного обеспечения ООО «ЛСМР», знакомство с базовыми возможностями программ SpectraLine и NuclideMaster, получение навыков работы с сцинтилляционным спектрометром на основе детектора из $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ЗАКРЫТЫХ РАДИОНУКЛИДНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Активность радионуклидного источника определяется количеством радиоактивного вещества в его составе (числом ядер $N_{\text{я}}$), а также такой характеристикой, как постоянная распада λ :

$$A = \lambda N_{\text{я}}. \quad (7.1)$$

Мерой измерения активности принято считать интенсивность распадов (радиоактивных превращений) рассматриваемого радиоактивного вещества. Единицей измерения активности является Беккерель (Бк, $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$). Постоянная распада – величина, индивидуальная для каждого радиоактивного вещества, определяется из табличных данных. Постоянная распада связана с такой характеристикой, как период полураспада радиоактивного вещества, следующим соотношением:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (7.2)$$

Изменение активности радионуклида со временем в простейшем случае (когда отсутствуют процессы генерации новых радиоактивных ядер в распадающемся веществе) определяется следующим соотношением:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (7.3)$$

Здесь A_0 – активность на нулевой момент времени.

Для нахождения активности радиоактивных препаратов повсеместно применяется два основных способа: абсолютное и относительное измерение.

Измерение активности абсолютным способом опирается на полученную заранее зависимость эффективности регистрации детектора ионизирующего излучения. Подобная зависимость может быть получена с помощью использования так называемых эталонных источников – образцовых спектрометрических источников излучения с известной активностью и геометрией конструкции (в большинстве случаев точечных). При работе с гамма-квантами в подавляющем большинстве случаев рассматривается эффективность регистрации по пикам полного поглощения, или фотоэффективность. Далее, зная зависимость эффективности регистрации детектора от энергии гамма-квантов, активность исследуемого источника вычисляется по классической формуле:

$$A = \frac{N_{\text{ппп}}}{\varepsilon t G k}. \quad (7.4)$$

Здесь $N_{\text{ппп}}$ – число импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения, ε – эффективность регистрации детектора для рассматриваемого значения энергии гамма-квантов, t – время набора аппаратурного отклика детектора, k – квантовый выход гамма-излучения (вероятность испускания гамма-кванта данной энергии на один распад ядра), G – поправочный коэффициент, учитывающий особенности геометрии измерения, возможное наличие поглощающих или отражающих веществ вокруг источника и детектора и т. д. (геометрический фактор).

Преимуществом абсолютного метода измерения активности является наличие возможности измерения образцов сложной геометрической формы, объемных радиоактивных веществ и других

нестандартных образцов, при этом имея в наличии калибровку по эффективности только для эталонных стандартных источников. Основной сложностью в данном случае становится решение задачи расчета поправочного коэффициента, однако с использованием современных инструментов моделирования ядерно-физического эксперимента можно добиться хорошего результата.

Измерение активности относительным методом предусматривает предварительный замер скорости счета в детекторе от некоторого эталонного источника излучения. Дальнейшее измерение скорости счета от исследуемого образца позволяет получить активность этого образца из простой пропорции, связывающей активность вещества со скоростью счета. Однако необходимо иметь в виду, что данный метод измерения годится только для случая, когда **исследуемый образец идентичен эталонному источнику во всех аспектах**, кроме значения активности. У эталонного и исследуемого источника должны совпадать изотопный состав, конструкция, материалы, а также должна совпадать геометрия проведения измерений.

В настоящее время существуют готовые программные решения, позволяющие частично автоматизировать процедуру измерения активности радиоактивных источников. Примером подобного программного обеспечения является набор программ производства ООО «ЛСМР» (Россия): семейство SpectraLine, Nuclide Master, EffMaker. В данной лабораторной работе предлагается познакомиться с двумя из них.

ОПИСАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРОГРАММЫ SpectraLine

Программное обеспечение (ПО) **SpectraLine** представлено линейкой отдельных продуктов, предназначенных для решения различных задач:

- Спектрометрический анализ источников γ -излучения с использованием HPGe, NaI, LaBr₃(Ce), TeCd спектрометров.
- Идентификация и расчет активности источников в контейнерах.
- Определение степени обогащения урана.

- Изотопный анализ плутониевых образцов.
- Спектрометрический анализ источников α - и β -излучения.
- Идентификация спектров сложного радионуклидного состава.
- Среди особенностей применения программ семейства SpectraLine можно отметить следующие:
 - Наглядность отображаемой спектрометрической информации.
 - Большое количество функций для обработки спектрометрической информации.
 - Удобство выполнения основных операций спектрометрического анализа.
 - Возможность проведения обработки как в автоматическом, так и в ручном режиме.
 - Модульная архитектура.
 - Простота адаптация под специфические требования.
 - Сопряжение со спектрометрическими устройствами большинства ведущих производителей оборудования.

Для работы с указанным ПО требуется наличие базовых навыков набора и обработки данных в экспериментах по регистрации и спектрометрии гамма-излучения. Обработка спектрометрической информации в ПО SpectraLine осуществляется с использованием ряда калибровок: по энергии, по полуширине, по форме пика, по эффективности регистрации.

При работе с ПО SpectraLine особое внимание также уделяется настройкам конфигурации. Конфигурация – это набор настроек спектрометрического тракта для проведения измерений в определенных условиях. Обычно конфигурация определяется детектором и одной или несколькими геометриями измерения.

Параметры конфигурации дают всю информацию для решения конкретной спектрометрической задачи. Обработка спектра всегда ведется в контексте какой-либо конфигурации. К программе обработки может быть подключено произвольное количество конфигураций. Конфигурация однозначно идентифицируется ее именем. Файлы с настройками конфигурации хранятся в отдельном каталоге, имя которого обычно соответствует имени конфигурации.

ОПИСАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРОГРАММЫ Nuclide Master

Программа Nuclide Master предназначена для получения информации о параметрах распада радионуклидов и формирования пользовательских библиотек радионуклидов в формате, принятом в программном обеспечении ЛСМР.

Для программы Nuclide Master существует дополнение – Nuclide Master Plus. Оно содержит модуль EffCalMC, предназначенный для расчета эффективности регистрации и поправок на истинное суммирование.

В основе Nuclide Master лежат данные из файла ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File), который содержит информацию по всем известным науке радионуклидам (около 3500). Эти данные содержатся в базе данных NuclideMaster.mdb, которая при установке программы записывается в каталог \NuclideMaster\DataBases.

Список радионуклидов из базы данных располагается на панели **Поиск нуклида**, отсюда радионуклиды могут добавляться в текущую библиотеку радионуклидов. Все радионуклиды из базы данных могут быть наглядно отображены в виде **карты нуклидов** и в **таблице Менделеева**.

Библиотека радионуклидов представляет собой текстовый файл с расширением ***.lib**, в котором в определенном формате хранится список радионуклидов и их линий.

Файлы библиотек используются в ПО SpectraLine при проведении процедуры идентификации.

Добавлять радионуклиды из списка в библиотеку можно с помощью кнопки **«Добавить нуклиды»**, двойного щелчка левой кнопкой мыши на названии радионуклида в списке или кнопки на панели инструментов. Можно добавить сразу несколько радионуклидов, выделяя их левой кнопкой мыши при зажатой клавише **Ctrl**.

Команда контекстного меню списка нуклидов **«Добавить с линиями дочерних»** позволяет добавить нуклид со всеми линиями дочерних радионуклидов. Например, если мы добавим в библиотеку ^{137}Cs с помощью команды **«Добавить»**, у него не будет линии 661,657 кэВ, потому что это линия дочернего $^{137\text{m}}\text{Ba}$. Если

мы добавим ^{137}Cs с помощью команды «Добавить с линиями дочерних», линия 661,657 кэВ уже будет ему принадлежать, потому что в список добавлены линии дочерних нуклидов, в данном случае, $^{137\text{m}}\text{Ba}$.

Чтобы отобразить динамику распределения активностей дочерних радионуклидов в виде гистограммы, выберите интересующий радионуклид в списке, например, ^{232}Th , затем выполните команду «Нуклид» → «График» → «Динамика распределения активностей» главного меню, команду «График» → «Динамика распределения активностей» контекстного меню списка нуклидов или нажмите кнопку панели инструментов.

В открывшемся окне задайте в соответствующих полях активность нуклида, даты аттестации и измерения, число точек. Запуск расчета осуществляется с помощью кнопки «Начать» (рис. *Ошибка! Источник ссылки не найден.*).

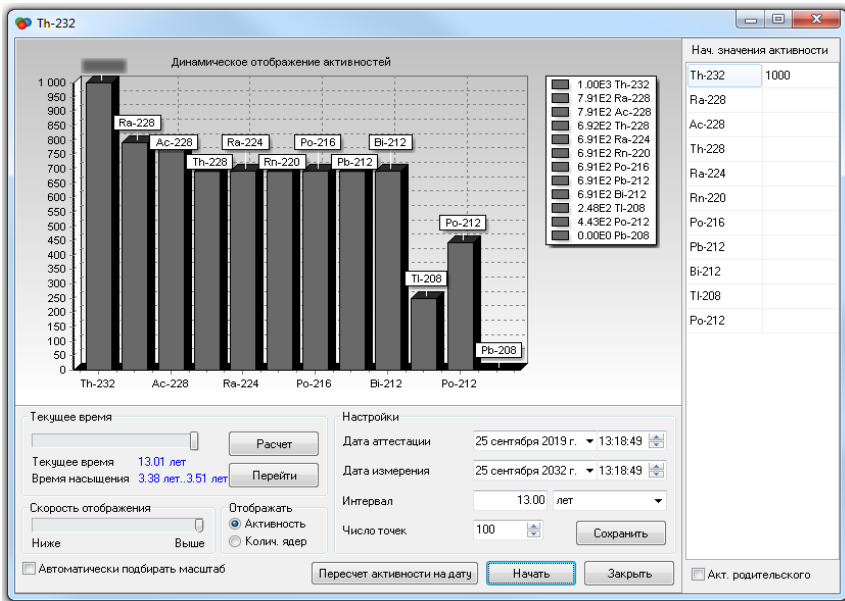


Рис. 7.1. Динамика распределения активностей

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Внимание! Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Однокристалльный сцинтилляционный детектор гамма-излучения».

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Спектрометр энергии гамма-излучения сцинтилляционный портативный «Гамма-1С/NB1-02» (далее по тексту – спектрометр) выполнен на базе детектора с чувствительным элементом из кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размерами $\varnothing 38 \times 38$ мм, аналого-цифрового преобразователя и амплитудного анализатора производства фирмы «Аспект», персонального компьютера (ПК) и специализированного программного обеспечения SpectraLineNM, позволяющего осуществлять набор и обработку данных с детектора. Программное обеспечение работает с использованием специального электронного ключа, подключаемого к ПК через USB-порт.

Внешний вид основных компонентов установки показан на рисунке 7.2.

Сцинтилляционный детектор может работать от аккумулятора (при непрерывной работе – не менее 10 ч), либо при питании от сети 220 В.

Принцип работы спектрометра заключается в следующем. При попадании гамма-кванта в чувствительную часть блока детектирования существует вероятность его взаимодействия с веществом сцинтиллятора по одному из трех основных каналов: фотоэффект, эффект Комптона, образование электронно-позитронных пар. Следует помнить, что образование электронно-позитронных пар является процессом, протекающим только при определенных значениях энергии гамма-квантов. Результатом любого из указанных процессов фактически становится генерация электронов с некоторой кинетической энергией в веществе сцинтиллятора.



Рис. 7.2. Фотография экспериментального стенда (сверху):
1 – спектрометр Гамма-IC/NB1-0; 2 – место установки
источников гамма-излучения; 3 – ПК с программным обеспечением
SpectraLine, Nuclide Master и EtEdit; 4 – электронный ключ
безопасности. Снизу – торец спектрометра с кнопкой включения,
разъемами для подключения ПК и адаптера питания

Дальнейшее взаимодействие образовавшегося электрона с веществом сцинтиллятора приводит к возникновению световых вспышек в его объеме (сцинтилляций), интенсивность которых пропорциональна энергии, потерянной этим электроном.

При этом необходимо иметь в виду, что кинетическая энергия электрона пропорциональна энергии гамма-кванта, который послужил причиной образования данного электрона.

В свою очередь, энергия, теряемая электроном в сцинтилляторе, пропорциональна значению его кинетической энергии – обычно на ионизацию и генерацию сцинтилляций теряется только часть кинетической энергии, а остальное идет на разогрев кристаллической решетки и прочие безызлучательные процессы.

Таким образом, при регистрации гамма-квантов в сцинтилляторе образуются вспышки оптического излучения, интенсивность которых пропорциональна энергии самих гамма-квантов. Далее оптические фотоны от каждой из подобных сцинтилляций попадают на входное окно фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Фотоэлектронный умножитель преобразует световые вспышки в импульсы тока. Амплитуда импульса тока пропорциональна интенсивности световой вспышки. Последующие электронные схемы преобразуют импульс тока в импульс напряжения с параметрами, допускающими непосредственную его подачу на вход аналого-цифрового преобразователя многоканального амплитудного анализатора импульсов.

В случае рассматриваемой установки цифровой преобразователь и многоканальный амплитудный анализатор импульсов расположены непосредственно в блоке детектора. Таким образом, с выхода детектора идет уже цифровой сигнал, обработка которого реализована в специализированном программном обеспечении.

Программное обеспечение позволяет организовать управление процессами накопления, отображения, обработки информации и вывода результатов обработки на внешние устройства компьютера. С помощью программы SpectraLineNM можно отслеживать спектры в режиме реального времени, а также сохранять полученные данные в виде документов для последующей обработки. Кроме того, пользователь имеет возможность осуществлять первичную калибровку спектрометра, его калибровку по энергии и по эффективности, с целью идентификации и измерения активности исследуемых радионуклидных источников.

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

При включении установки необходимо соблюдать следующую последовательность действий.

Подключить блок детектора к сети через разъем на тыльной стороне прибора (при необходимости детектор может работать от аккумулятора) и перевести находящийся рядом переключатель в режим «ON» (см. рис. 7.2).

Подключение детектора ПК производится с использованием кабеля RS-232. Необходимо визуально убедиться в том, что блок детектирования подключен к СОМ-порту ПК с использованием соответствующего кабеля.

Визуально проверить наличие электронного ключа безопасности в одном из USB-портов ПК.

Включить ПК, дождаться загрузки рабочего стола.

На рабочем столе запустить программу **SpectraLineNM** с помощью соответствующего ярлыка.

В открывшемся окне программы найти вкладку «Анализатор» и в контекстном меню выбрать опцию «Открыть». Должно открыться окно анализатора импульсов (рис. 7.3). Очистить память анализатора с помощью клавиши **F2** или нажатием на кнопку очистки. Спектрометр готов к работе.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источников ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя или инженера, сопровождающего выполнение работы.*

Создать директорию на рабочем столе, в которой будут находиться файлы с наборами откликов, конфигурационные файлы и т. д. по данной работе. Для названия директории рекомендуется использовать номер учебной группы и фамилии учащихся, выполняющих работу.

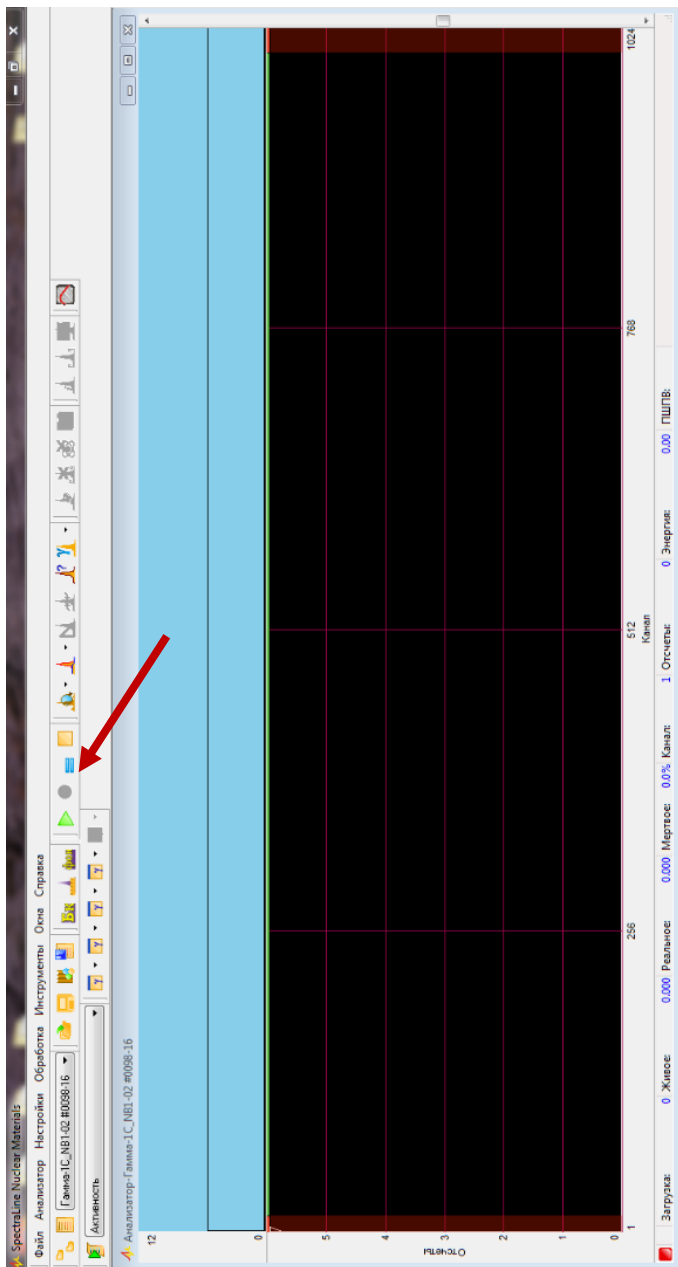


Рис. 7.3. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

Задание 1. Подготовка файла паспорта эталонных источников

Запустить программу **EtEdit** с помощью ярлыка на рабочем столе. В окне программы по умолчанию будет дополнительное окно с ранее открытым паспортом эталонов. Данное дополнительное окно (ранее открытый паспорт) нужно закрыть, после чего создать новый паспорт с помощью опции «**Файл**» → «**Новый**».

В открывшемся окне по щелчку правой кнопкой мышки выбрать действие «**Добавить комплект**». Откроется окно характеристик добавляемого комплекта, в котором необходимо задать его наименование (*рекомендация – использовать только латиницу*), а также указать дату аттестации и геометрию измерений. В качестве геометрии измерений выбирается единственная опция «**Point**». В качестве даты аттестации указывается текущая дата выполнения лабораторной работы. С помощью кнопки «**Ок**» завершаем создание комплекта.

Далее правой кнопкой мышки по созданному комплекту и выбрать опцию «**Добавить источник**». В качестве названия источника необходимо указать нуклид, на базе которого он изготовлен, а также информацию, содержащуюся в паспорте источника, например его номер (см. рис. 7.4).

Таким образом, в качестве примера, можете указать название источника Cs-137_497 и нажать кнопку «**Ок**» (*примечание – для вставки в название символа «-» нужно использовать NumPad область клавиатуры*). Созданный источник появится в раскрывающемся списке комплекта. Необходимо выделить созданный в комплекте источник, нажать по нему правой кнопкой мышки и выбрать опцию «**Добавить нуклид**». При добавлении нуклида указать изотоп ^{137}Cs , а также значение его активности в Бк на дату проведения лабораторной работы. Пересчет значения активности необходимо осуществлять с использованием паспортных данных по источнику излучения (см. ранее на рис. 7.4).

Дополнить созданный комплект источниками на основе следующих изотопов: ^{241}Am , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{22}Na . Не забыть в названии источников указать характерную информацию из реально используемых паспортов (номер источника или номер паспорта).

Созданный комплект сохранить в заранее подготовленной директории.

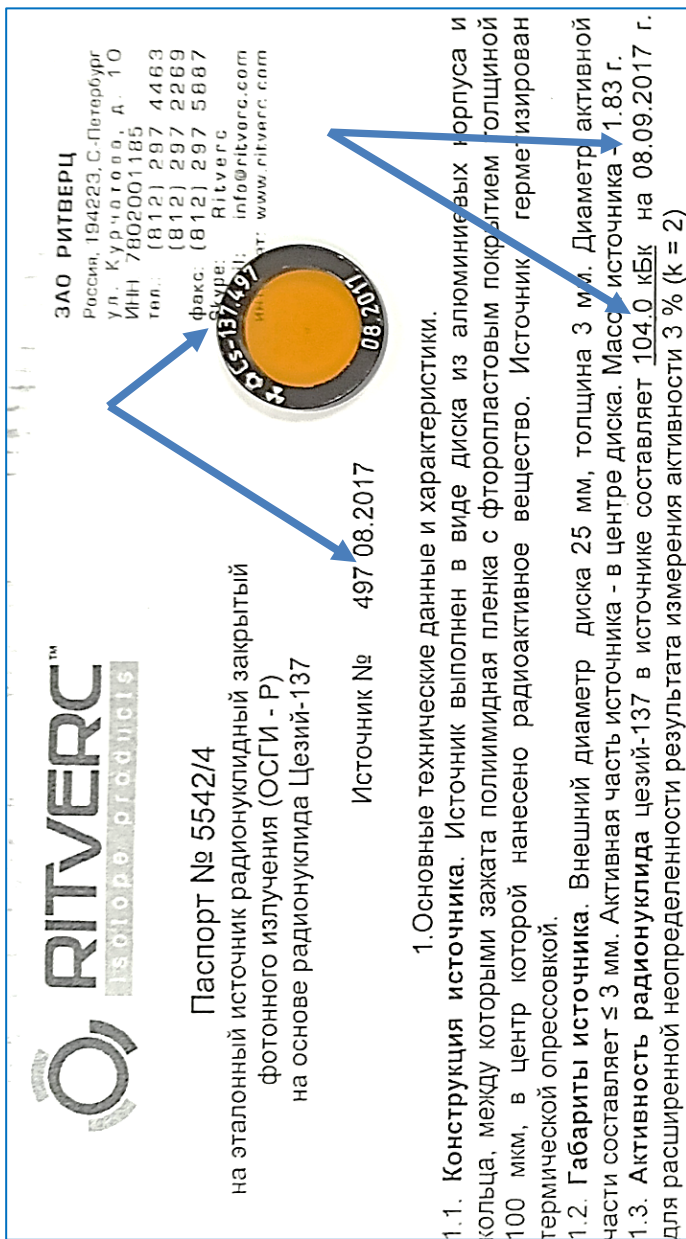


Рис. 7.4. Фотография источника ОСГИ Cs-137 с его паспортом. Стрелками обозначена информация о номере источника, и его активности на определенную дату

Задание 2. Подготовка библиотеки радионуклидов на основе списка источников из паспорта, созданного в задании 1

Запустить программу **Nuclide Master** с помощью ярлыка на рабочем столе. В окне программы выбрать опцию «Файл» → «Создать». В появившемся окне указать название создаваемой библиотеки радионуклидов (*рекомендация – в названии использовать только латиницу*) и подтвердить создание кнопкой «Ок».

Далее необходимо добавить в созданную библиотеку нуклиды из списка в левой части рабочего окна. Для поиска по списку можно пользоваться специальной формой в его верхней части. В библиотеку необходимо добавить следующие радионуклиды: ^{137}Cs , ^{241}Am , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{207}Bi .

Созданную библиотеку сохранить в заранее подготовленную директорию.

Задание 3. Первичная калибровка спектрометра

Перед осуществлением энергетической калибровки необходимо провести первичную калибровку спектрометра по энергии. Для этого нужно набрать отклик на гамма-излучение с наличием характерных аппаратурных особенностей (пики полного поглощения) на как можно более широком диапазоне каналов спектрометра. Из имеющегося набора источников наиболее оптимальным является одновременное использование нуклидов ^{241}Am и ^{60}Co .

Установить источники на основе упомянутых нуклидов в позицию для измерения (оба источника устанавливаются одновременно). В данном случае не является критичным использование именно тех источников, данные по которым заносились в файл паспорта. Подойдут любые источники на основе указанных изотопов.

Запустить набор спектра с установкой живого времени **300 секунд**. Для этого нажать на кнопку набора спектра ► на панели инструментов или клавишу **F3**. Откроется окно с информацией о набираемом спектре (рис. 7.5).

На этапе первичной калибровки в данном окне не нужно вносить каких-либо изменений, поэтому далее нажимаем «Ок». В следующем открывшемся окне устанавливаем время набора спектра **300 секунд** и проверяем, чтобы была активна опция «По живому времени» (рис. 7.6).

Свойства спектра

Имя: Эталон...

Тип измерений: Калибровка

Начало отбора: 19 июля 2023 16:59:53

Конец отбора: 19 июля 2023 16:59:53

Продолжительность: 0 ч 0 м 0 с

Дата измерения: 19 июля 2023 16:59:56

Живое время, с: 0

Корр. живое время, с: 0

Реальное время, с: 0

Детектор: УДС-ГЦА-В380-38х38-1

Геометрия: Point

Расстояние, см: 7

Параметры образца

Дополнительные:

Масса/Объем для: Навеска

Масса, г: 0 Неопр.: 0

Объем, мл: 0.0 Неопр.: 0

Материал: not essential

Оператор: оператор

Заметки:

Рис. 7.5. Окно с информацией о набираемом спектре

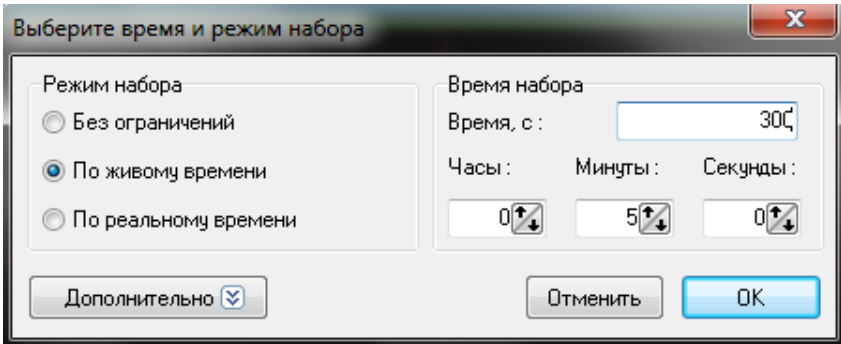


Рис. 7.6. Установка времени набора данных

Нажимаем «**Ок**», после чего должен начаться набор спектра отклика от установленных источников.

Пока идет набор спектра, необходимо открыть параметры конфигурации спектрометра (**Ctrl+G**, или через меню «**Файл**» → «**Параметры конфигурации**»). В открывшемся окне найти опцию «**Размещение файлов**» и изменить для неё адрес файла эталонов. В качестве нового файла эталонов указать файл паспорта источников, созданный в *задании 1*.

Также аналогичным образом необходимо изменить адрес файла библиотеки идентификации (опция «**Идентификация**» в параметрах конфигурации спектрометра). В качестве нового файла библиотеки идентификации использовать файл библиотеки, созданный в *задании 2*.

По завершении набора (он остановится автоматически) необходимо сохранить набранный отклик в заранее подготовленную директорию. Название сохраняемого файла должно отражать выполняемое задание. Источники из позиции для измерения вернуть в место хранения (контейнер или сейф), откуда они были взяты.

Далее в меню «**Обработка**» выбрать опцию «**Первичная калибровка**». Следуя инструкциям, приведенным в открывшемся окне (рис. 7.7), необходимо выбрать на набранном спектре пик полного поглощения от ^{241}Am , указать его табличное значение энергии и добавить в алгоритм калибровки.

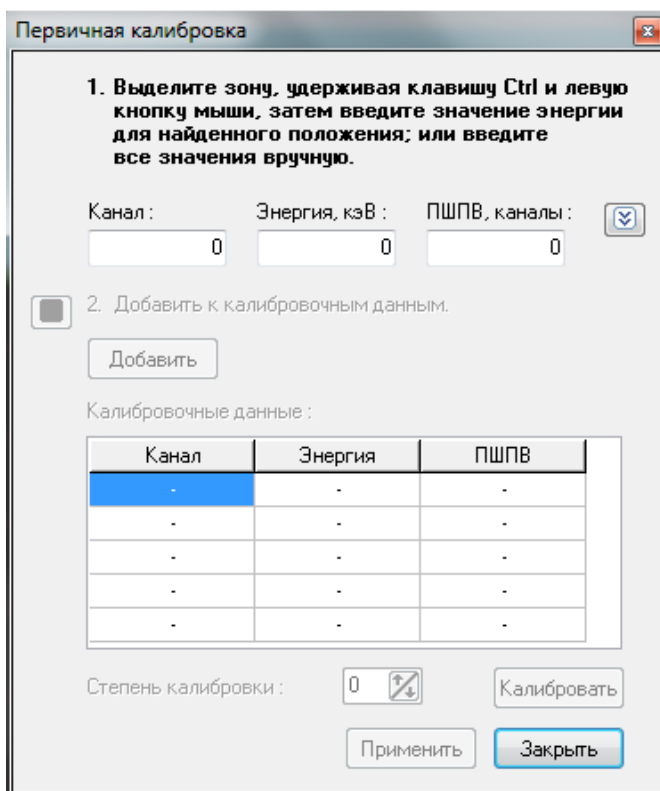



Рис. 7.7. К процедуре первичной калибровки

Для указания табличного значения энергии можно воспользоваться созданной ранее библиотекой. Для этого можно открыть её непосредственно в поле программы **SpectraLineNM** с помощью кнопки на панели инструментов , в списке нуклидов найти необходимый, открыть перечень энергий его гамма-излучения и перетащить мышкой линию с нужной энергией в поле первичной калибровки. В качестве пояснения описанной процедуры см. рис. 7.8–7.9.

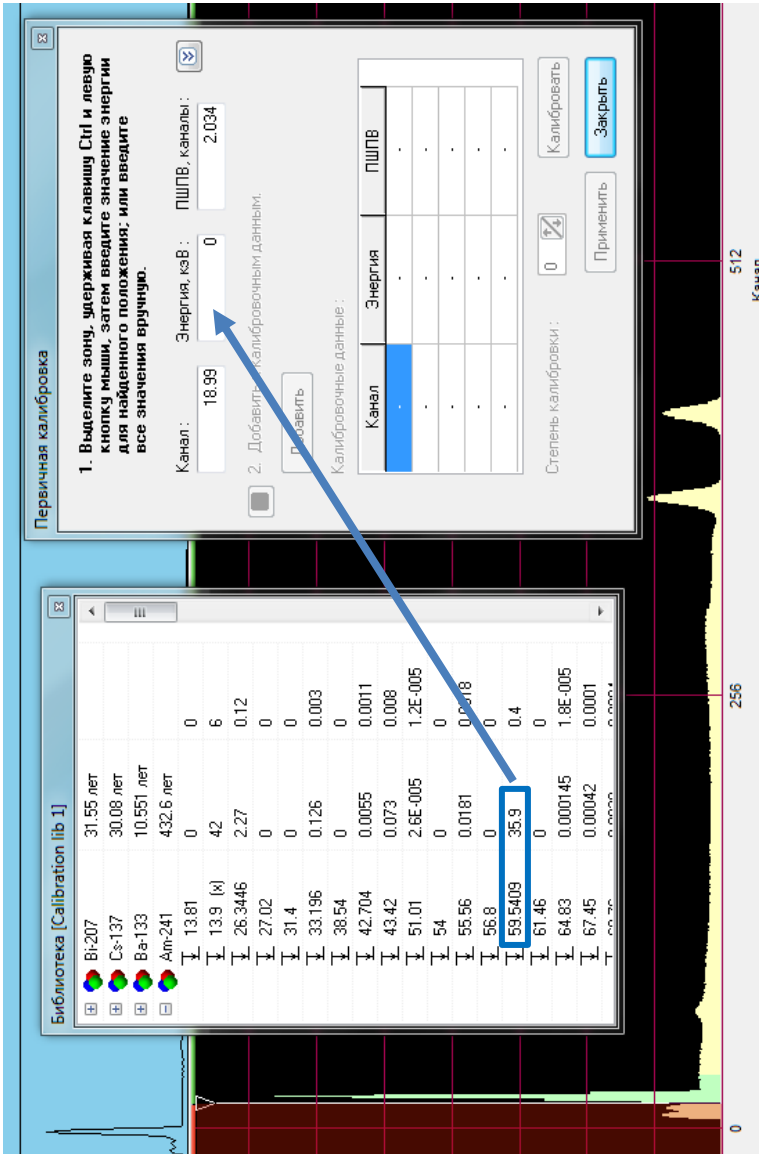


Рис. 7.8. К процедуре первичной калибровки: добавление информации о тиках

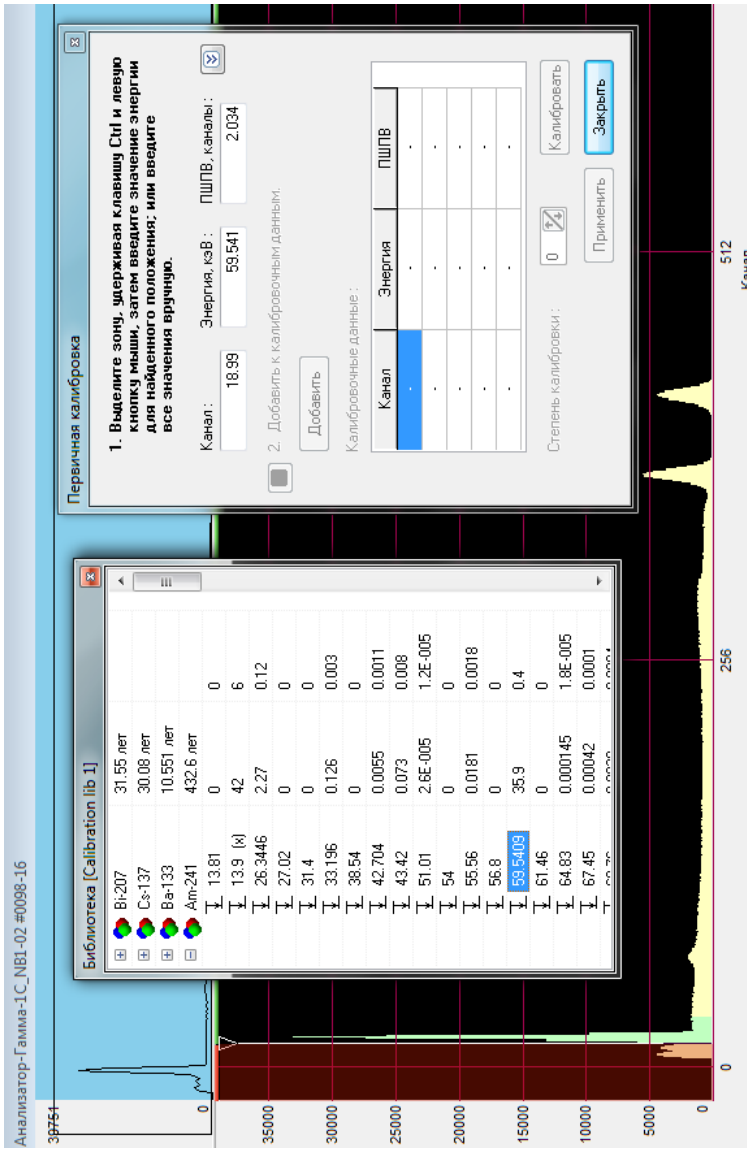


Рис. 7.9. К процедуре первичной калибровки: добавление информации о пиках (продолжение)

Добавление информации о пике в алгоритм калибровки происходит с помощью кнопки «**Добавить**», которая становится активной после взаимодействия со значком «**Далее**», находящимся справа от поля, в которое вносилась информация о интересующей нас линии спектра.

Аналогичные действия необходимо проделать с правым пиком полного поглощения от ^{60}Co (пик, соответствующий энергии 1332,5 кэВ). Как только алгоритм калибровки получит две точки (данные по двум пикам) пользователю будет предоставлена возможность провести первичную калибровку. При этом также дается возможность указать степень полинома, которым будет описываться зависимость для первичной калибровки. Рекомендуется оставить первую степень.

Далее нажимаем кнопку «**Калибровать**», после чего кнопку «**Применить**». В результате будет предложено сохранить файл первичной калибровки. Сохранение осуществляется в заранее подготовленную директорию. В процессе сохранения программа также предложит пользователю присвоить сохраненную калибровку для текущей конфигурации спектрометра, от этого предложения нужно отказаться. Также появится предложение сохранить файл калибровки по полуширине – необходимо одобрить данное действие. Первичная калибровка проведена.

Задание 4. Калибровка спектрометра по энергии

Для планируемой в дальнейшем калибровки спектрометра по эффективности регистрации предварительно необходимо получить его более точную калибровку по энергии. Для этого необходимо последовательно набрать 5 откликов на гамма-излучение источников, данные по которым использовались при составлении файла паспорта. Рассмотрим в качестве примера набор отклика на излучение Cs-137_497. Установить источник в позицию для измерения. Перед запуском набора спектра осуществить очистку окна анализатора с помощью клавиши **F2** или кнопки на панели инструментов в программе **SpectraLineNM**. Запустить набор спектра и в первом открывшемся окне указать информацию о набираемом файле в соответствии выбранным источником (см. рис. 7.10).

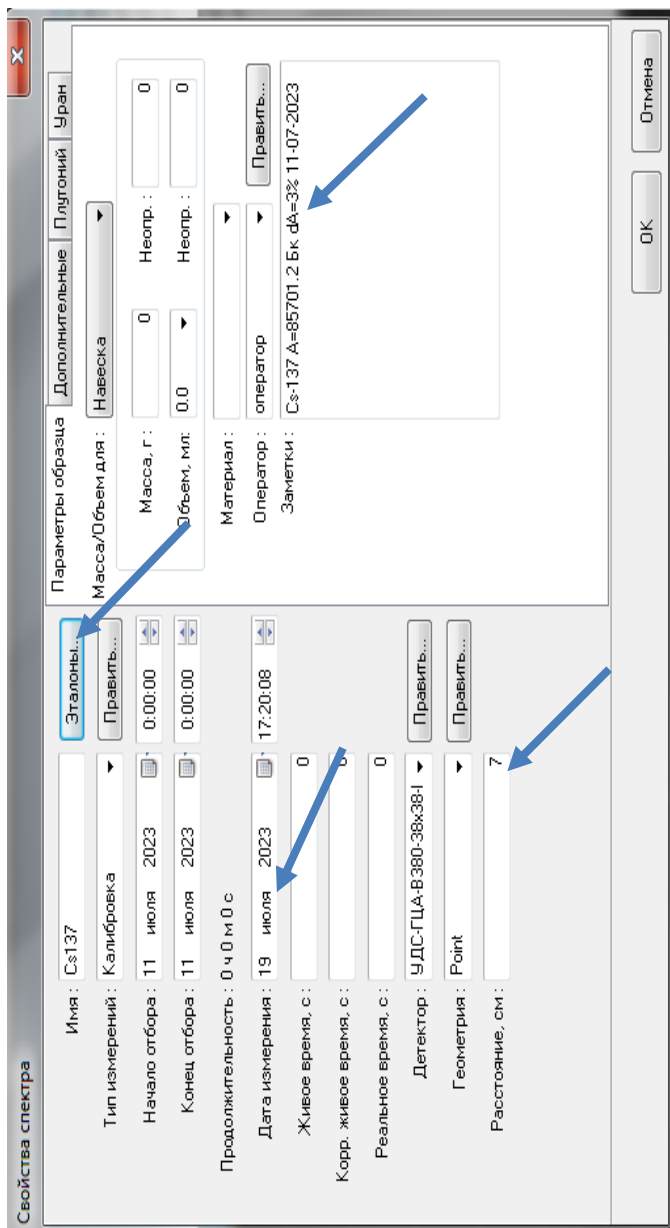


Рис. 7.10. Информация о наборе эталонного спектра на примере Cs-137. Набор осуществляется по живому времени со значением 300 секунд. Стрелками обозначены поля, которые необходимо заполнить перед переходом к установке времени набора


При этом нажатие на кнопку «**Эталоны**» открывает паспорт источников, подготовленный в *задании 1*. Из данного паспорта необходимо выбрать источник, соответствующий текущему измерению. Также обратите внимание, что при выборе источника из паспорта, в поле «**Заметки**» появится информация о набираемом источнике (нуклид, активность на определенную дату, неопределенность активности).


Также обязательно нужно указать значение расстояния, при котором производится измерение. Впоследствии это позволит осуществлять пересчет активности с учетом измерений в другой геометрии.

По окончании набора отклик сохранить в заранее подготовленную директорию (*рекомендация – для набранных спектров лучше отвести дополнительную директорию с названием «спектры эталонов», чтобы впоследствии не путаться в набранных данных*).

Провести аналогичные наборы откликов для четырех оставшихся источников, после чего свернуть окно анализатора.

Далее необходимо последовательно открыть набранные эталонные спектры с помощью опции «**Файл**» → «**Открыть спектр**». В результате окно программы должно иметь вид, аналогичный показанному на рис. 7.11.

Далее с помощью кнопки  открыть используемую в работе библиотеку нуклидов (если ранее она не была открыта) и, используя данные о характерных линиях гамма-излучения по каждому нуклиду, обозначить на открытых откликах соответствующие пики полного поглощения (см. рис. 7.12–7.13).

В процессе добавления данных на открытые отклики, в случае возникновения ошибок или предупреждений, можно очистить внесенную на спектр информацию о пиках с помощью кнопки  на панели инструментов. После очистки нужно попытаться добавить информации о пиках на спектр заново.

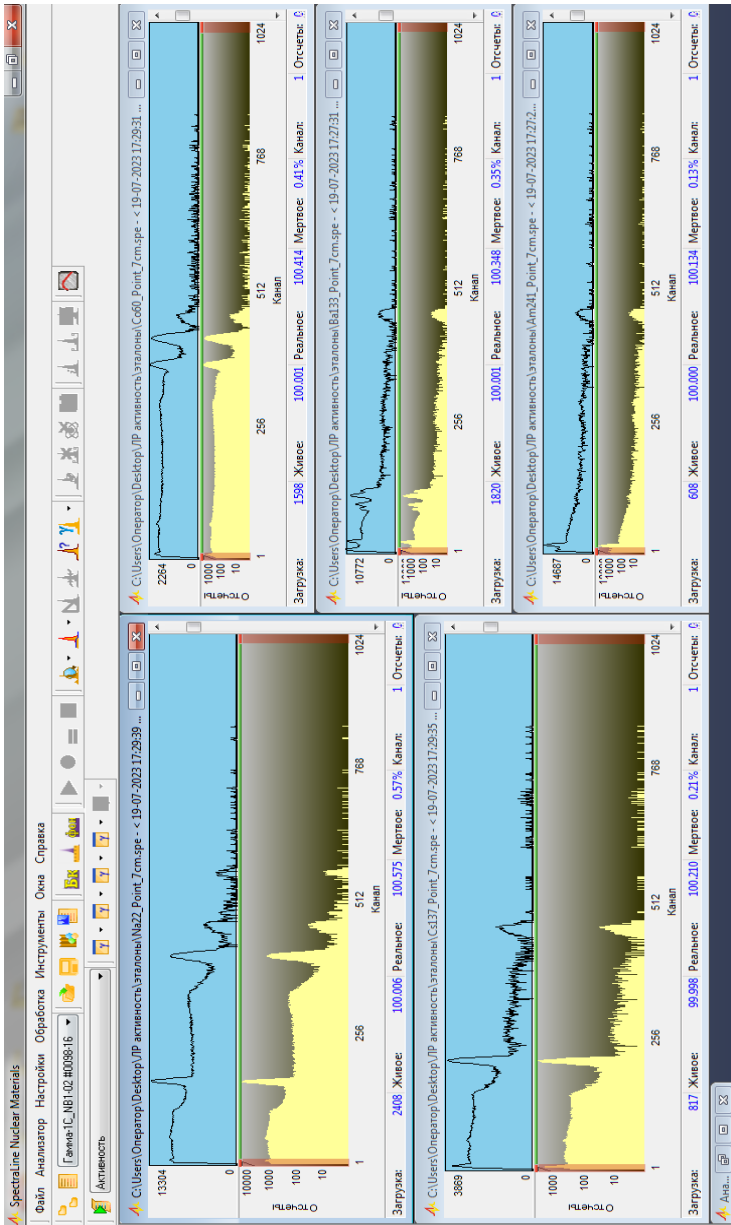


Рис. 7.11. Открываем набранные спектры (окно анализатора свернуто)

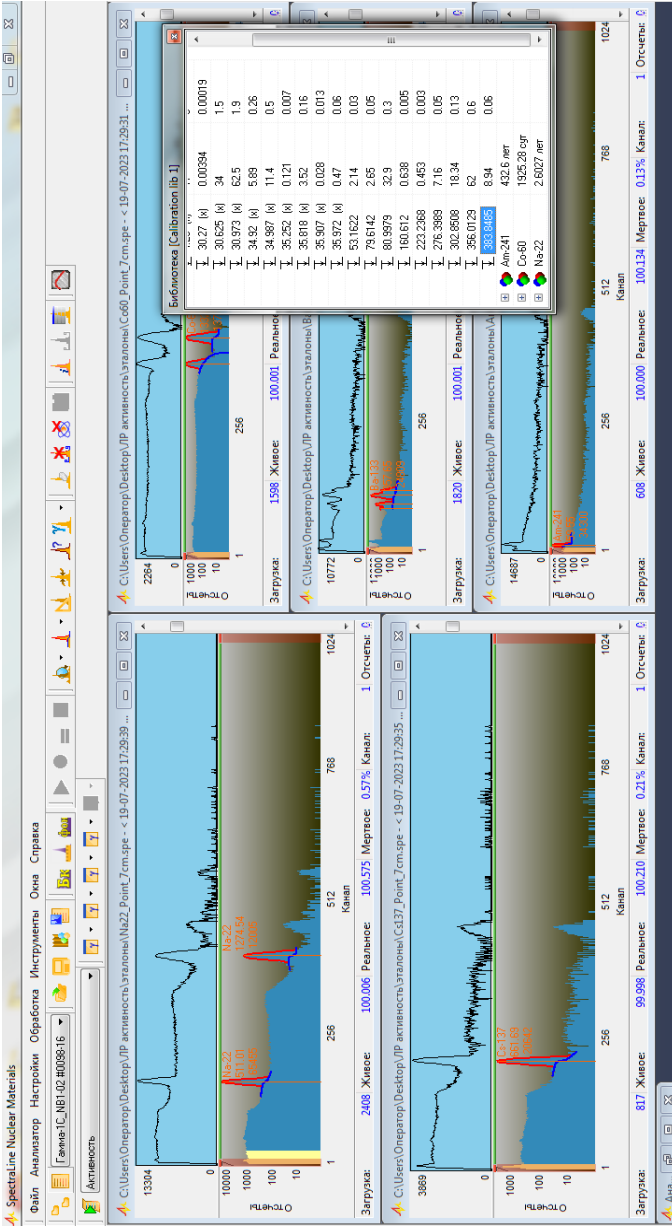


Рис. 7.13. Добавление информации о пиках полного поглощения с помощью данных из библиотеки нуклидов (итоговый вид окна программы)

После этого выбрать опцию «**Калибровка по энергии**» в меню «**Обработка**». В открывшемся окне необходимо отметить галочками открытые спектры отклика (галочку выбора окна анализатора ставить не нужно) (рис. 7.14).

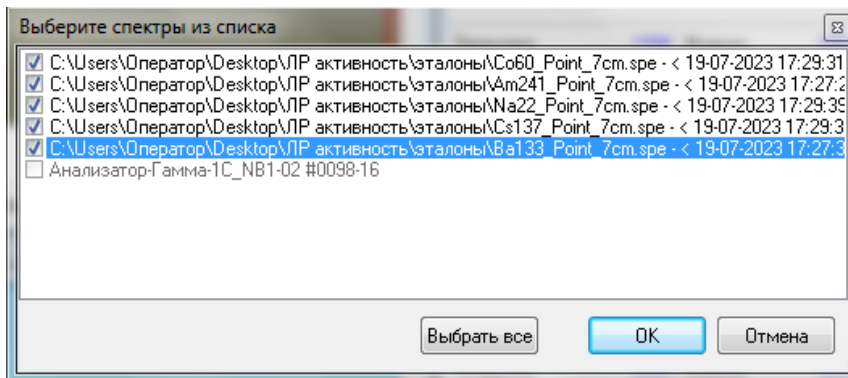


Рис. 7.14. Подтверждение выбора данных для калибровки

Откроется окно для выбора параметров калибровки (рис. 7.15). Необходимо проверить корректность табличных значений энергий в соответствующих полях таблицы в данном окне. При необходимости внести корректировки в данные значения, после чего нажать на кнопку «**Калибровать**».

В правой части окна появится калибровочная кривая. После этого можно осуществлять изменение параметров калибровки (степень полинома, табличные значения энергии и т. д.) с целью снижения значения хи-квадрат. Данное значение определяет близость полученной энергетической калибровки к экспериментальным значениям (рис. 7.16). Оптимальным считается значение критерия χ -квадрат, близкого к единице, однако зачастую из-за недостаточного количества точек получить данное значение затруднительно.

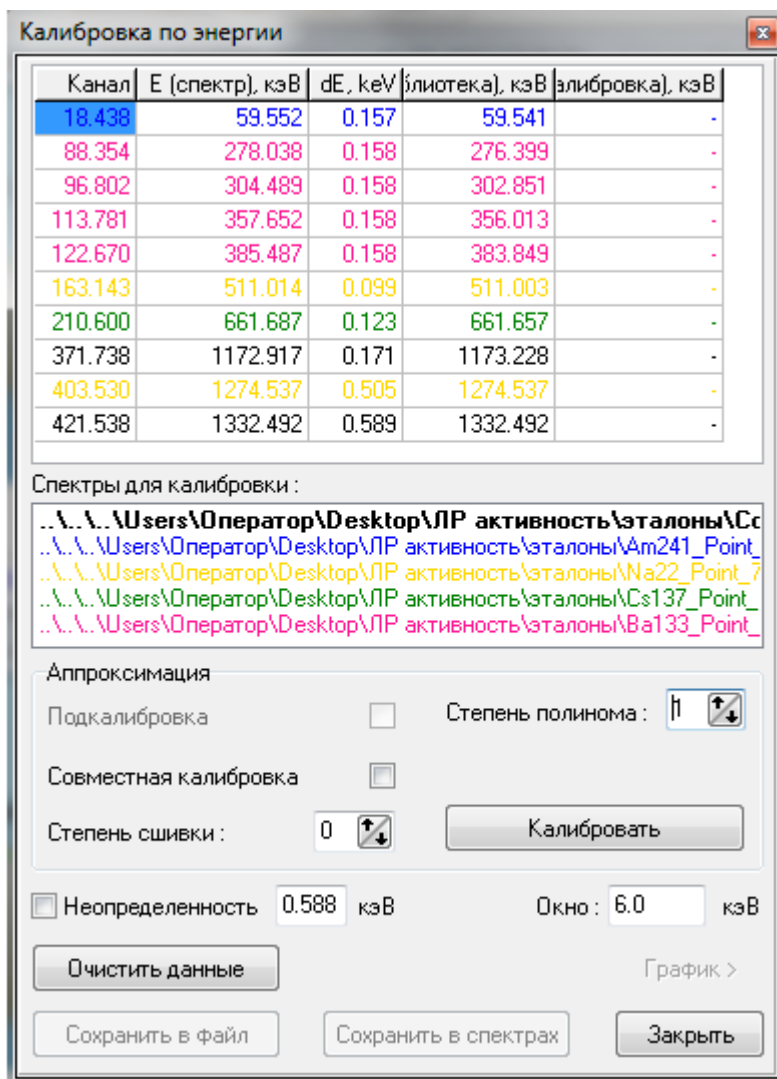


Рис. 7.15. Параметры энергетической калибровки

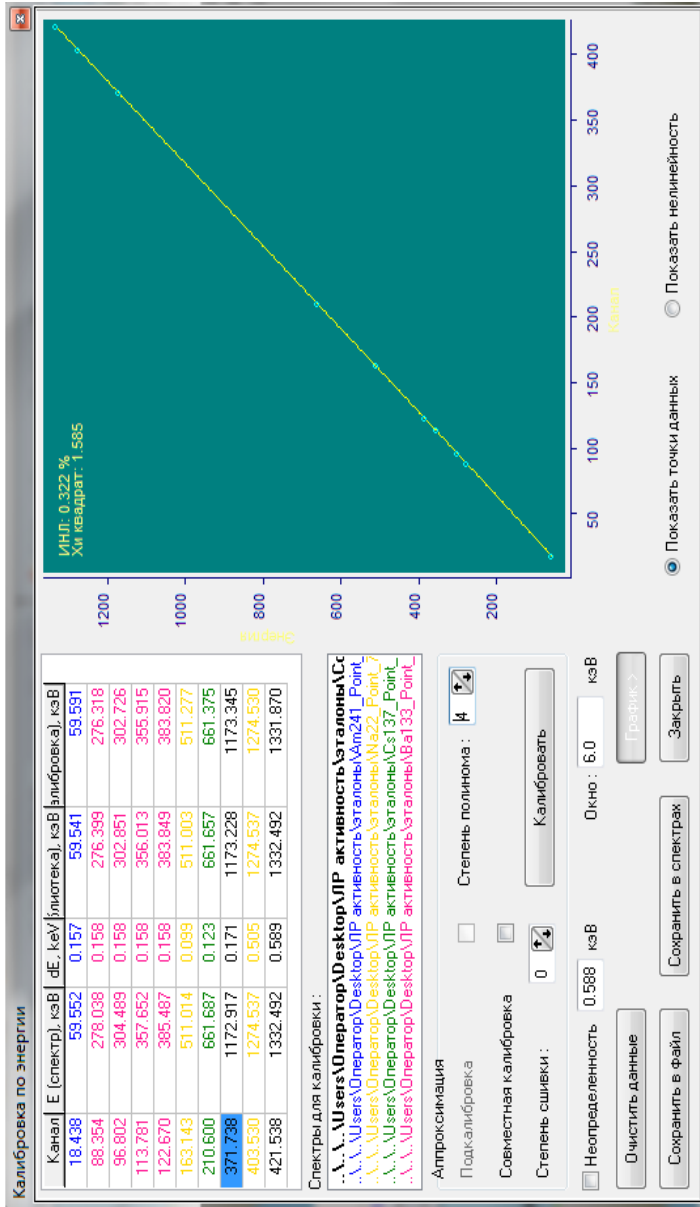


Рис. 7.16. Результат калибровки по энергии. Изменяя параметры (степень полинома) можно получить более оптимальное значение критерия χ -квадрат

Также качество калибровки можно предварительно оценить, сравнивая значения табличных энергий и значения центроидов выбранных пиков, определенных с помощью выполненной калибровки. Если отклонения значений не превышают 2 кэВ, то калибровку можно считать приемлемой.

При изменении параметров калибровки необходимо каждый раз заново нажимать на кнопку **«Калибровать»**.

После корректировки параметров калибровки, её необходимо сохранить в файл, по аналогии с тем, как это делалось для файла первичной калибровки в **задании 3**. Также необходимо нажать кнопку **«Сохранить в спектрах»**, для того чтобы применить полученную калибровку для уже открытых спектров.


Далее необходимо закрыть окно калибровки, а также закрыть все открытые окна со спектрами, сохраняя при закрытии внесенные изменения (при возникновении запроса на сохранение).

Задание 5. Проверка полученной калибровки.

Развернуть открытое окно анализатора, и осуществить его очистку.

После этого загрузить полученную в предыдущем задании калибровку в анализатор. Для этого через меню **«Файл»** необходимо выбрать опцию **«Загрузить калибровку»** → **«по энергии»**, и в открывшемся окне проводника найти и открыть файл с сохраненной в предыдущем задании калибровкой.

Далее необходимо осуществить тестовый набор отклика (достаточно набора в течение **1 минуты**) от источника Cs-137 и проверить, насколько адекватно программа определяет значение энергии пика полного поглощения. Для этого после завершения набора

спектра можно использовать кнопку **«Поиск по пикам»**  или по аналогии с ранее выполненными действиями перетащить на указанный аппаратурный пик линию с энергией из открытого окна подключенной библиотеки нуклидов. В случае, если значение энергии пика, отображаемое в программе, не соответствует табличному, обратиться к инженеру или преподавателю, сопровождающему выполнению работы.

Задание 6. Калибровка спектрометра по эффективности регистрации

Ввиду определенных функциональных ограничений программного обеспечения, процедура калибровки по эффективности имеет некоторые особенности.

Первый этап калибровки совпадает с начальной частью процедуры калибровки по энергии. Необходимо свернуть окно анализатора, после чего открыть пять набранных откликов в окне программы и выделить характерные пики полного поглощения путем перетаскивания на них данных из окна рабочей библиотеки нуклидов.

Далее нужно назначить активным одно из открытых пяти окон со спектрами. Для этого достаточно щелкнуть левой кнопкой мышки в поле данного окна. Необходимо запомнить, какой спектр является активным.

Далее необходимо выбрать опцию **«Калибровка по эффективности»** → **«Рассчитать эффективность»** в меню **«Обработка»**. Откроется дополнительное окно с текущей загруженной калибровкой по эффективности (см. рис. 7.17).

В левой верхней части окна отображаются источники для калибровки, соответствующие данным в открытых в программе откликах (по тем пикам полного поглощения, которые были выбраны на начальном этапе калибровки по эффективности).

В открывшемся окне сначала необходимо осуществить очистку текущих данных. Для этого в табличном поле в нижней части окна выбрать опцию **«Очистка»** из контекстного меню, появляющегося при нажатии правой кнопки мыши.

После этого необходимо выбрать один из источников в левой верхней части окна (берется точка, соответствующая выбранному ранее активному окну с откликом на конкретный источник). Для данного источника выбрать опцию **«Рассчитать эффективность»**. На графическом поле в правой верхней части окна появится точка, а в таблице в нижней части окна появится информация о данной калибровочной точке (или точках в том случае, если источник имеет более одной характерной гамма-линии и для калибровки у него взяты несколько пиков полного поглощения).

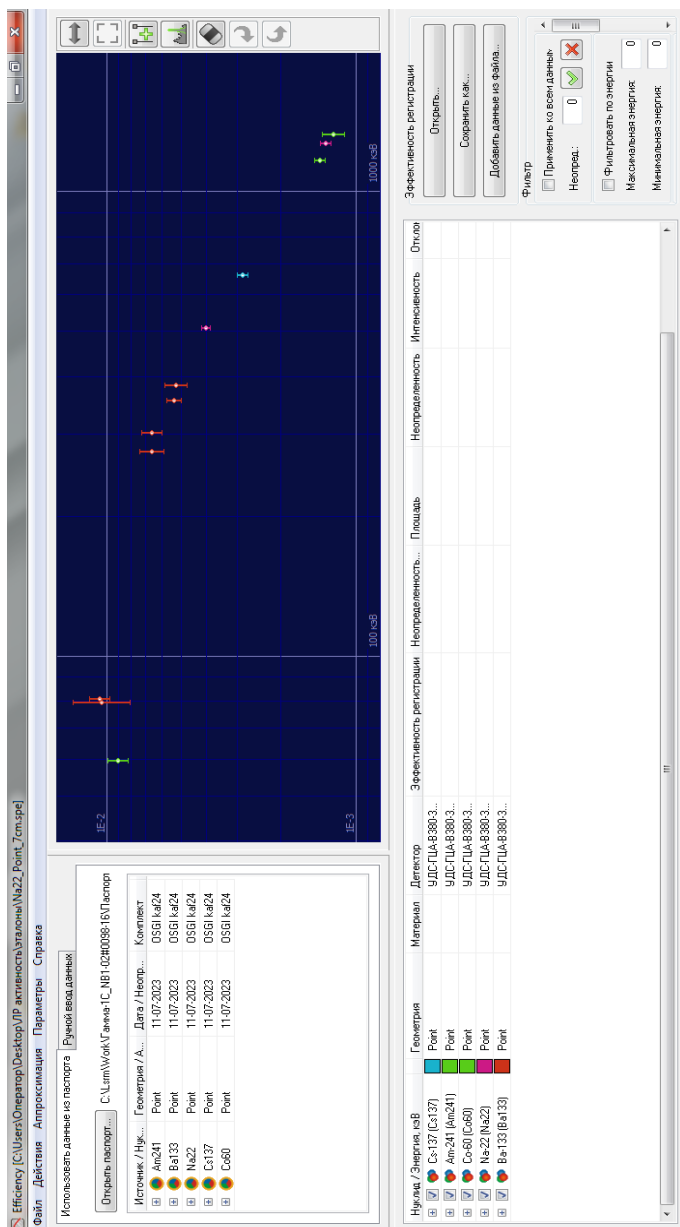


Рис. 7.17. Окно калибровки по эффективности. Текущая загруженная калибровка

Далее необходимо сохранить полученную калибровку в файл в заранее подготовленной директории, после чего закрыть окно калибровки по эффективности. При закрытии окна калибровки программа предложит применить калибровку к текущей конфигурации спектрометра. Соглашаемся на данное предложение.

После этого необходимо выбрать следующий отклик в качестве активного (щелчок левой кнопкой в поле другого открытого спектра). Далее снова использовать опцию **«Калибровка по эффективности»** → **«Расчитать эффективность»** из меню **«Обработка»**. Вновь откроется окно для калибровки, и в его графическом поле должна отображаться только выбранная на предыдущем этапе точка (или точки, если пиков у источника было выбрано несколько).

Теперь необходимо выбрать тот источник из списка в левой верхней части окна калибровки, который соответствует новому активному окну с откликом. После чего осуществить расчет эффективности и убедиться в том, что новая точка добавилась в набор данных.

После этого требуется сохранить данную калибровку по эффективности, перезаписав сохраненную ранее.

Данную процедуру (*выбрать новый активный отклик среди открытых – открыть окно калибровки – добавить точку – перезаписать калибровку – закрыть окно калибровки*) – нужно выполнить и для оставшихся источников строящейся зависимости.

В конечном счете окно с калибровкой по эффективности будет иметь вид, аналогичный показанному на рис. 7.17.

Далее необходимо в соответствующем разделе настроек конфигурации указать путь до созданного файла калибровки по эффективности.

Задание 7. Аппроксимация полученной калибровки ортогональными полиномами

Для аппроксимации полученной зависимости необходимо воспользоваться инструментами добавления/удаления зон, возможностями изменения степени полинома для каждой из выбранных зон, а также интерактивным интерфейсом, позволяющим изменять границы расположения зон на строящейся зависимости эффективности регистрации (см. рис. 7.18). Для начала процедуры аппроксимации необходимо выбрать опцию **«Добавить зону»** в меню **«Аппроксимация»**.

В качестве рекомендации отметим, что для данного количества экспериментальных точек достаточно использовать не более трех зон, частично пересекающихся друг с другом.

В случае возникновения вопросов необходимо обратиться к инженеру/преподавателю, сопровождающему выполнение лабораторной работы.

По завершении процедуры калибровки и аппроксимации её полиномами необходимо сохранить окончательный вариант калибровочной зависимости с перезаписью файла, закрыть окно калибровки, закрыть окна открытых набранных спектров, а также очистить окно анализатора.


Задание 8. Измерение активности контрольного набора радионуклидов

Осуществить последовательный набор и сохранение откликов от контрольного набора источников ОСГИ. В состав контрольного набора должны входить источники, которые не использовались для составления паспортного набора, но при этом соответствующие нуклидам, из которых создавалась рабочая библиотека в задании 2. Для этого достаточно использовать аналогичные источники с другим паспортным номером, а также не забывать, что в библиотеке присутствовал нуклид, которого не было в паспортном наборе источников.

При наборе каждого контрольного источника необходимо соблюдать сохранение геометрии «источник – детектор», которая использовалась при наборе эталонных спектров.

Также для каждого из контрольных источников необходимо зафиксировать его основные характеристики: радионуклид, активность на дату изготовления, дата изготовления (или активность по паспорту на дату поверки и дата поверки).

По завершении набора для каждого из контрольных источников осуществить сохранение данных в заранее подготовленную директорию, после чего с использованием инструментов **SpectrLine NM** получить значение активности измеренного источника. Для этого сначала необходимо идентифицировать источник – это можно сделать переносом данных из рабочей библиотеки нуклидов, как это делалось в предыдущих заданиях.

После идентификации можно получить данные об активности источника с использованием кнопки  на панели инструментов, либо с помощью опции «Расчет активности» в меню «Обработка». Полученные значения записать или сохранить в отдельный файл.

Задание 9. С использованием известных соотношений получить расчетное значение активности для каждого из контрольных источников на дату проведения лабораторной работы

Произвести сравнение расчетных и экспериментальных результатов определения активности контрольных радионуклидов.

Проанализировать результаты и дать объяснение возможным расхождениям данных в заключительной части отчета о выполнении данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Механизмы взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором.
2. Основные характеристики сцинтилляционного спектрометра.
3. Вклады различных процессов взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором в амплитудный спектр.
4. Форма амплитудного спектра для $E_\gamma < 1$ МэВ и $E_\gamma > 1$ МэВ.
5. Живое и мертвое время, влияние загрузки детектора и спектрометра.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лаборатория спектрометрии и радиометрии ООО «ЛСРМ».* URL: <http://www.lsrpm.ru/>.
2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. *Основы экспериментальных методов ядерной физики.* М.: Энергоатомиздат, 1985. 488 с.
3. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. *Методы ядерной спектрометрии* М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
4. Матвеев В.В., Хазанов Б.И. *Приборы для измерения ионизирующих излучений.* М.: Атомиздат, 1972. 696 с.

5. *Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов.* Под ред. Ю.А. Егорова, М.: Атомиздат, 1974. 392 с.
6. Кадилин В.В., Самосадный В.Т., Исаков С.В. и др. *Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов.* Под общ. ред. В.Т. Самосадного. М.: МИФИ, 2003. 64 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рекомендации к оформлению отчета по лабораторным работам

Отчет по лабораторной работе оформляется студентом согласно данным рекомендациям и содержит следующие структурные элементы:

- Название работы.
- Цель работы.
- Краткое описание теоретической части работы.
- Описание экспериментальной установки.
- Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, и расчетные данные, полученные на основе результатов измерений.
- Заключение о результатах работы.

Название работы оформляется на отдельном титульном листе в соответствии с ПРИЛОЖЕНИЕМ 2.

Краткое описание теоретической части и описание экспериментальной установки берется из описания лабораторной работы в настоящем практикуме.

Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, приводятся в отчете в соответствующих таблицах. В качестве данных, полученных на основе результатов измерений, могут выступать значения каких-либо физических величин, графики и т. п. Графики должны быть читаемы (например, в случае наличия нескольких зависимостей на одном графике, каждую зависимость необходимо обозначить отдельным типом маркера или отдельным цветом), а также правильно оформлены (подписи по осям, единицы измерений, погрешности значений и т. д.). Таблицы, рисунки, графики должны иметь соответствующие подписи, поясняющие их содержание, и оформлены в соответствии с ГОСТ 7.32-2018.

Результаты измерений, как прямые, так и косвенные, должны приводиться в отчете с указанием погрешности значений. Для вы-

числения погрешностей рекомендуется использовать методические пособия [1], [2].

В заключении о результатах работы авторами должны быть даны ответы на вопросы о том, была ли достигнута цель лабораторной работы, какие задачи решались для достижения данной цели. В заключении также по возможности приводятся численные значения наиболее информативных величин, имеющих отношение к целям и задачам выполненной работы. Приводится анализ полученных значений (совпадение данных эксперимента с расчетными или литературными данными, причины расхождения данных и т. д.).

Отчет по лабораторной работе может быть выполнен как в печатном формате, так и в рукописном. Страницы отчета нумеруются, начиная с титульного листа, при этом номер на титульном листе не ставится. Страницы отчета должны быть скреплены между собой (канцелярскими скрепками, степлером, брошюровкой и т.д., на усмотрение авторов). Для печатного формата рекомендуемый шрифт Times New Roman, размер шрифта 12 пт, интервал 1,5, стандартные поля (сверху, снизу – 2 см, слева – 3 см, справа – 1,5 см), выравнивание текста по ширине, выравнивание рисунков и формул по центру.

Список литературы

1. Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений М.: МИФИ, 1983. 52 с.

2. Рябева Е.В., Кадилин В.В., Самосадный В.Т. Методы обработки результатов ядерно-физического эксперимента: учебное пособие М.: МИФИ, 2008. 156 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ОТЧЕТ
ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ №
«Тема работы»

Выполнил СТУДЕНТ / /
(подпись) (Фамилия И.О.)

Принял
ПРЕПОДАВАТЕЛЬ / /
(подпись) (Фамилия И.О.)

Москва 20...

А. П. Денисенко, Р. Ф. Ибрагимов, И. В. Урупа

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Лабораторный практикум

Верстка, дизайн: Т.Т. Гарбузова
Корректор: В.Н. Долженко

Подписано к печати 15.02.2024 г. Формат 60 × 84/16.
Печать офсетная. Печ. л. 11,9. Тираж 50 экз. Заказ № 2.

Отпечатано в ФГБУ «ВНИИГМИ-
МЦД», г. Обнинск, ул. Королева, 6.

Подписано к печати 15.02.2024 г. Формат 60 × 84/16.
Печать офсетная. Печ. л. 11,9. Тираж 50 экз. Заказ № 2.
Отпечатано в ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», г. Обнинск, ул. Королёва, 6.

