

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.06

**ПРЕДДИПЛОМНАЯ ПРАКТИКА НА ТЕМУ
ИЗУЧЕНИЕ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА IDREAM В ПОТОКЕ
АНТИНЕЙТРИНО НА КАЛИНИНСКОЙ АЭС**

Студент _____ А. А. Растимешин

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. А. Литвинович

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Описание эксперимента	4
1.1 Применение антинейтринного излучения в атомной энергетике для дистанционного контроля ядерного реактора	4
1.2 Устройство детектора iDREAM	8
2 Изучение характеристик детектора	14
2.1 Определение энергетической шкалы	14
2.2 Определение времени захвата нейтронов в гадолиниевом сцинтилляторе	16
2.3 Функция отклика детектора	20
3 Анализ взаимодействия антинейтринного излучения с детектором	23
3.1 Регистрация антинейтринного излучения	23
3.2 Условия отбора антинейтринных событий	24
3.3 Характеристика фоновых процессов, имитирующих взаимодействие антинейтрино	25
3.3.1 Анализ фона случайных наложений	26
3.3.2 Анализ событий, связанных с остановкой мюонов	27
3.4 Измерение скорости взаимодействий антинейтрино в детекторе iDREAM	30
Заключение	38
Список использованных источников	38

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы была демонстрация возможности удаленного неинвазивного мониторинга мощности ядерного реактора с помощью детектора реакторных антинейтрино iDREAM.

В настоящее время в мире растёт спрос на методы неинвазивного мониторинга состояния ядерных реакторов, в первую очередь со стороны МАГАТЭ, а в России – со стороны Росэнергоатома – компании-оператора российских АЭС. Подобный спрос связан с развитием ядерных технологий и главным образом технологий малой ядерной энергетики, а также планирующимся экспортом малых ядерных реакторов в неядерные страны. Примером реализации подобных технологий может служить ПАТЭС «Академик Ломоносов».

По стандартам МАГАТЭ, представители неядерных стран не будут иметь доступа на объекты малой энергетики из-за требований нераспространения ядерных технологий. Таким образом, ядерные реакторы на протяжении своей кампании (8-10 лет) будут работать в автономном режиме. Отсюда и возникает требование к наличию детекторов, способных отслеживать мощность и топливный состав ядерного топлива удаленно.

Основная задача проекта iDREAM заключается в мониторинге ядерных энергетических установок, независимо от служб, обеспечивающих работу ЯЭУ для дополнительного контроля состояния реакторов с целью обеспечения ядерного нераспространения. Мониторинг ядерных реакторов подразумевает непрерывное, неинвазивное, удаленное отслеживание мощности реактора и состояния ядерного топлива. Детектор iDREAM располагается на третьем энергоблоке Калининской АЭС, производится набор и анализ данных.

В данной работе описаны результаты анализа данных, полученных в период с 4 августа 2021 по 20 октября 2021, на предмет отбора антинейтринных событий с целью мониторинга мощности ядерного реактора на протяжении 77 дней.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИНЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Исследования о возможности применения антинейтринного излучения от ядерных реакторов для дистанционного контроля ядерного реактора начались примерно 50 лет назад в нескольких странах. К настоящему времени накоплен опыт работы по этой теме: с высокой точностью изучены процессы излучения и взаимодействия реакторных антинейтрино, разработаны методы регистрации антинейтринного излучения ядерных реакторов.

На данный момент имеется возможность практического использования антинейтринного излучения для решения таких задач как:

- 1) Выявление несанкционированных режимов работы реактора, в т.ч. с целью наработки оружейного плутония
- 2) Дистанционный контроль энерговыработки ядерных реакторов
- 3) Контроль технического состояния и повышения безопасности эксплуатации ядерных реакторов.
- 4) Мониторинг отработавшего ядерного топлива

Идея использования антинейтринного излучения в ядерной энергетике появилась в Курчатовском институте в 70-ых годах и затем нашла подтверждение в ряде экспериментальных работ, проведенных сотрудниками Курчатовского института на АЭС в Ровно [1] и в Буже (Франция)[2].

Цепная реакция деления, протекающая в активной зоне ядерного реактора, сопровождается излучением электронного антинейтрино в результате процессов бета-распада перегруженных нейтронами осколков деления.

При производстве тепловой энергии 1 МВт × сутки в реакторе ВВЭР-1000 выгорает примерно 1.3 грамма топлива, что соответствует 3×10^{21} делений и излучению 1.8×10^{22} антинейтрино. Плотность потока антинейтрино Φ [антинейтрино/см²×с] прямо пропорциональна скорости выгорания топлива. Характерная величина плотности потока антинейтрино за биологической защитой реактора, работающего на тепловой мощности 1 ГВт, составляет $\Phi \sim 10^{13}$ антинейтрино/см²×с, что на несколько порядков выше предела чувствительности современных исследовательских детекторов. Таким образом, уровни облучения ядерного топлива и режим работы реактора могут контролироваться детектором дистанционно в режиме постоянного мониторинга по скорости счета антинейтрино.

Ещё больше информации о состоянии ядерного топлива можно получить если замерять энергетический спектр реакторных антинейтрино, поскольку при делении разных изотопов, входящих в состав ядерного топлива, формируются разные энергетические спектры нейтринного излучения. Таким образом, измерение энергетической зависимости плотности потока антинейтрино дает возможность определить состав ядерного топлива, а постоянный мониторинг – динамику выгорания изотопов урана и накопление изотопов плутония, т.е. прямой способ измерения содержания плутония в активной зоне реактора.

Для измерения плотности потока и энергетического спектра реакторных антинейтрино используется реакция обратного бета-распада:



Сечение реакции (1.1) получено теоретически [3] и проверено экспериментально на АЭС в Ровно и Бюже с точностью 1.4%. [4]

Основными компонентами ядерного топлива являются изотопы ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²³⁸U и ²⁴¹Pu, суммарный вклад которых в общее число делений составляет около 99.8%. Спектр электронных антинейтрино от ядерного реактора в области энергий, превышающих порог реакции обратного бета-распада 1.8 МэВ, может быть представлен в следующем виде:

$$\rho(E_{\bar{\nu}_e}, t) = \sum_i \alpha_i(t) \rho_i(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (1.2)$$

где $\rho_i(E_{\bar{\nu}_e})$ – спектры электронных антинейтрино продуктов деления ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu (рис. 1.1), а $\alpha_i(t)$ – доли делений изотопов для момента времени t . В данном случае считаем $\sum_i \alpha_i = 1$ для любого момента времени, поскольку вклад в антинейтринное излучение других изотопов пренебрежимо мал. Вклад каждого изотопа меняется по ходу работы реактора (рис 1.2), но их сумма остается неизменной.

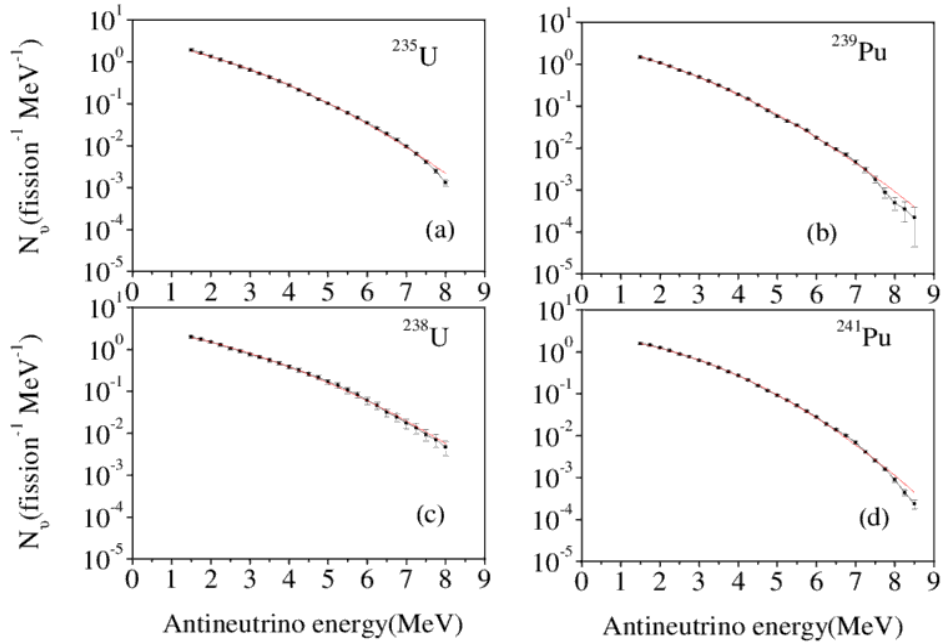


Рисунок 1.1 – Спектры электронных антинейтрино от изотопов ^{235}U (рис. a), ^{239}Pu (рис. b), ^{238}U (рис. c), ^{241}Pu (рис. d) [5]

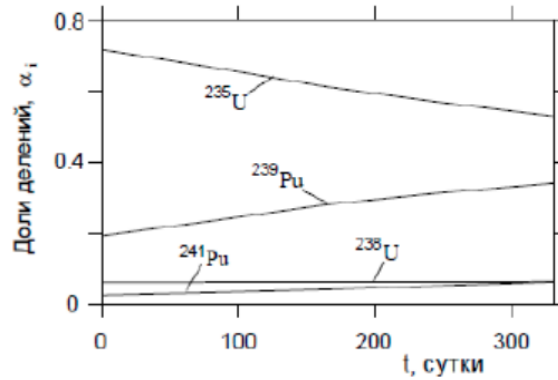


Рисунок 1.2 – Зависимость вклада изотопов α_i в число делений в течение годового цикла работы реактора ВВЭР-1000. Видно, что вклад изотопов меняется в ходе кампании реактора. В среднем вклад составляет 0.56 для ^{235}U , 0.31 для ^{239}Pu , 0.06 для ^{241}Pu и 0.07 для ^{238}U .

В качестве мишени в детекторе используется водородо-содержащая органическая жидкость (в рамках данной работы – линейный алкилбензол), на основе которой производится жидкий сцинтиллятор. Детектирование антинейтрино осуществляется по фотонам люминесценции, возникающим при поглощении позитрона и нейтрона в сцинтилляторе. Фотоны регистрируются с помощью ФЭУ. Замедление и диффузия нейтрона до его захвата позволяют разделить во времени сигналы от позитрона и нейтрона. Энергия налетающего антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$ линейно связана с измеряемой детектором величиной позитронного сигнала, который, в свою очередь, зависит от кинетической энергии позитрона. Необходимо также учесть постоянную поправку от двух аннигиляционных γ -квантов:

$$E_{\text{изм}} = E_{\bar{\nu}_e} - T_{\text{пор}} + 2m_e c^2 = E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ МэВ}, \quad (1.3)$$

где $T_{\text{пор}} = 1.8 \text{ МэВ}$ – порог реакции. Регистрация нейтронов используется для выделения событий взаимодействия антинейтрино на фоне других событий.

При массе мишени $\sim 1000 \text{ кг}$ число регистрируемых нейтрино в диапазоне энергий от 1.8 МэВ до 10 МэВ на расстоянии 20 метров от реактора типа ВВЭР-1000 составит примерно 4000 в сутки.

Таким образом, с помощью детектора антинейтрино можно с высо-

кой точностью [6] измерять текущую мощность реактора, энерговыработку, анализировать состав ядерного топлива и динамику изменения изотопного состава активной зоны реактора. Особенности данного метода являются:

- 1) Сбор и анализ данных во время работы реактора.
- 2) Отсутствие какого-либо вмешательства в работу реактора.
- 3) Оперативное получение информации.
- 4) Автономность

Предлагаемый метод регистрации реакторных антинейтрино был реализован в детекторе iDREAM.

1.2. УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА IDREAM

Детектор iDREAM представляет собой жидко-сцинтилляционный детектор с сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола – ЛАБ, объемом 1.1 м^3 , предназначенный для регистрации реакторных антинейтрино по реакции обратного бета-распада:



Корпус детектора состоит из двух коаксиальных баков из листов нержавеющей стали толщиной 2 мм. Баки закрыты общей герметичной крышкой. Внутренний бак имеет диаметр 1254 мм и высоту 1320 мм. Дно бака во избежание образования «хлопунов», нарушающих рабочую геометрию детектора, усилено решеткой из стальных брусков толщиной 20 мм. Внутренний бак жестко закреплен на дне наружного бака и разделен по высоте на две части выпуклой прозрачной мембраной из акрила с вертикальной трубкой по центральной оси диаметром 180 мм и высотой 470 мм. Мембрана уплотнена между фланцами нижней и верхней частей бака кольцевыми уплотнителями из витона. Снаружи узел уплотнения мембраны закрыт светонепроницаемым кольцеобразным экраном. Пространство под мембраной объемом 1.1 м^3 изолировано от общего объема детектора, заполняется ЖОС и является мишенью детектора. Пространство объемом 0.5 м^3 над мембраной заполняется чистым ЛАБ и является буфером. Внут-

ренный бак закрыт крышкой с круглыми окнами – центральное окно диаметром 200 мм для вывода трубки мембраны и 16 окон диаметром 210 мм для установки 16 узлов ФЭУ Hamamatsu R5912, просматривающих мишень через прозрачные буфер и мембрану. Фотокатоды ФЭУ погружены в ЛАБ буфера. Схемы детектора iDREAM изображены на рисунках 1.3 и 1.4.

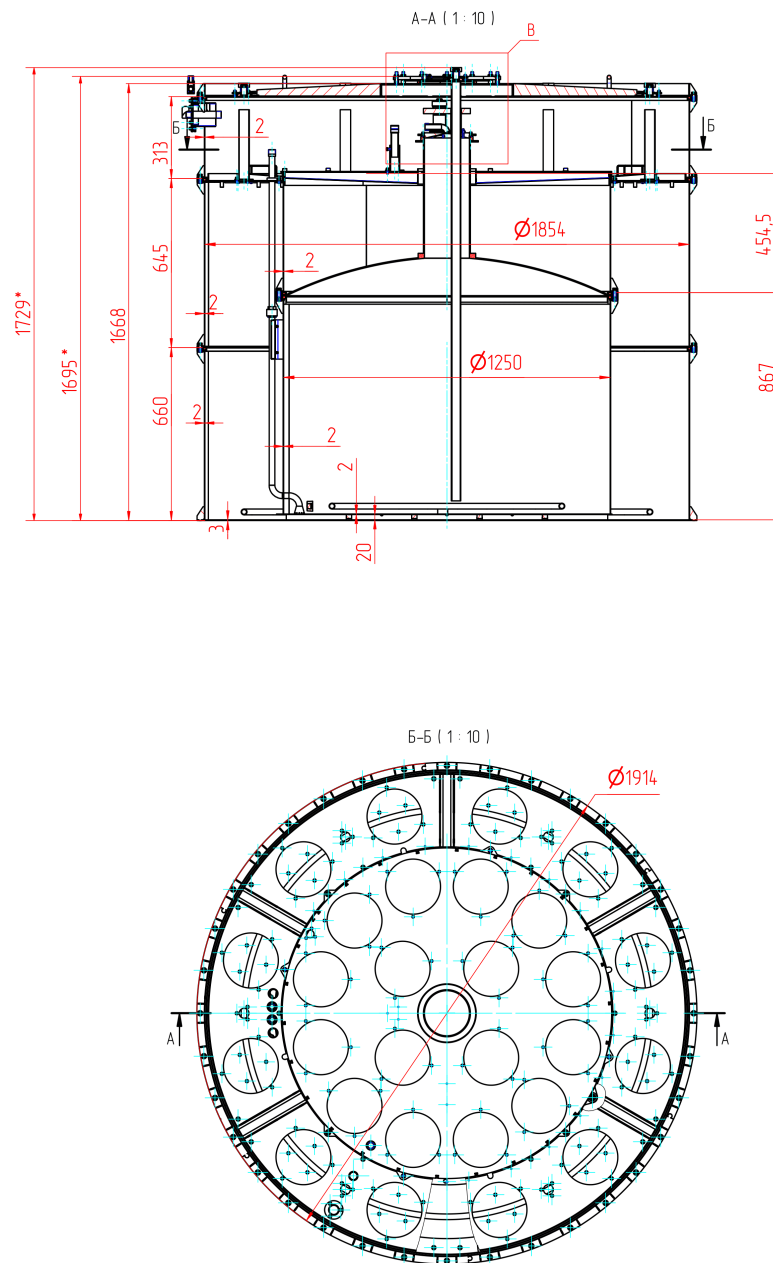


Рисунок 1.3 – Чертеж детектора iDREAM

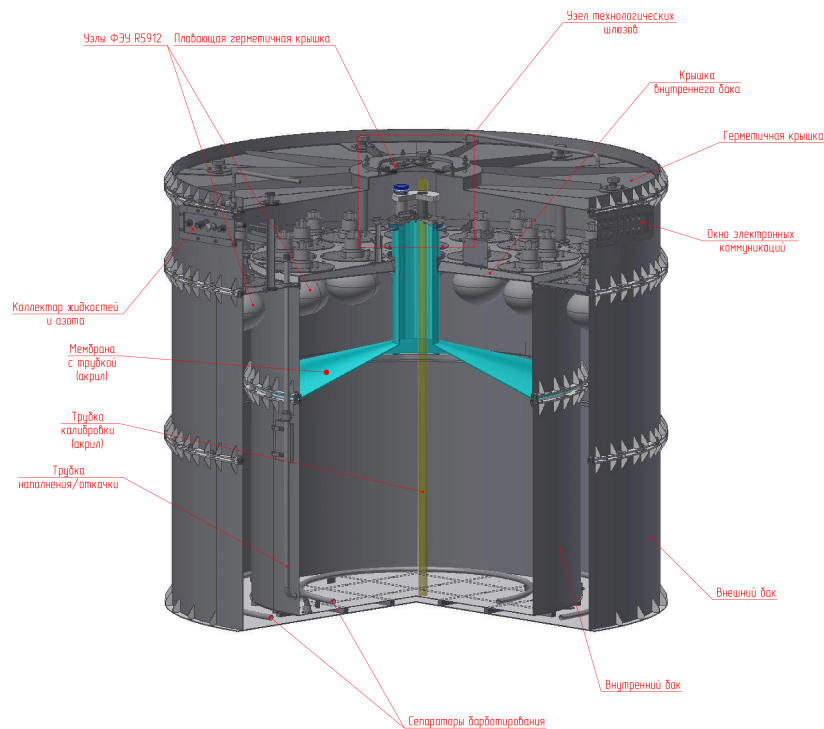


Рисунок 1.4 – Общий вид детектора iDREAM

Наружный бак имеет диаметр 1858 мм и конструктивно состоит из трех секций, герметично соединенных с помощью межфланцевых кольцевых уплотнителей из витона. Высота наружного бака без крышки составляет 1620 мм. Кольцевой зазор между стенками внутреннего и наружного баков на глубину 1220 мм заполняется жидким органическим сцинтиллятором и просматривается двенадцатью ФЭУ. Для калибровки кольцевого объема в каждом сегменте симметрично между узлами ФЭУ установлен узел с вертикальной трубкой из акрил, аналогичный узлу калибровки на крышке трубки мембраны внутреннего бака. Сегменты крепятся к держателям на внутренней стенке 2-й секции наружного бака и опираются на опорное кольцо верхней части внутреннего бака. Функционально кольцевой зазор является частью активной защиты детектора от космического излучения, а также повышает эффективность детектора за счет регистрации продуктов реакции обратного бета-распада, вышедших за пределы мишени.

Для калибровки кольцевого объема детектора в наружном фланце герметичной крышки баков над калибровочными узлами сегментов выполнено шесть отверстий со съемными герметичными заглушками для установки калибратора. Возможный эксцентриситет отверстий в крышке и в

сегментах компенсируется установкой в узлах калибровки сегментов воронкообразных направляющих для капсулы с радиоактивным источником калибратора.

Трубка мембраны выходит за пределы высоты внутреннего бака. Ее объем рассчитан с учетом коэффициента теплового расширения ЛАБ так, чтобы при рабочей температуре 20 °С уровень ЖОС мишени объемом 1.1 м³ находился на середине высоты трубки, а при колебании температуры в пределах (20±5)°С не превысил высоту трубки и не опустился ниже ее основания. Чтобы предотвратить переливание сцинтиллятора в случае повышения температуры окружающей среды трубка закрыта герметичной крышкой, имеющей герметичное соединение через коллектор рабочих жидкостей и азота с внешним ресивером. Объем ресивера, также через коллектор, соединен со свободным объемом детектора под герметичной крышкой баков. В крышке трубки мембраны сделаны три отверстия для герметичного ввода в мишень необходимого технологического оборудования. В двух из них уплотнены доходящие до дна внутреннего бака вертикальные трубки из акрила диаметром 36 мм с глухим нижним концом. В одной трубке установлен датчик уровня сцинтиллятора мишени в трубке мембраны по давлению столба сцинтиллятора, совмещенный с датчиком температуры сцинтиллятора. Другая трубка используется для калибровки детектора с помощью калибратора и стандартных радиоактивных источников. Третье отверстие предусмотрено для организации еще одного герметичного ввода в мишень.

В качестве мишени для антинейтрино используется богатая водородом жидкая среда – линейный алкилбензол (ЛАБ) с добавлением РРО – 2.5 дифенилоксазол (C₁₅ H₁₁ ON) и bis-MSB – 1.4-бис(2-метилстирил)бензол (C₂₄H₂₂) в концентрации 3 г/л и 0.02 г/л соответственно [7]. Также в качестве добавки используется гадолиний в концентрации 1 г/л для регистрации нейтронов, поскольку гадолиний обладает большим сечением захвата нейтронов ($\sigma_{157} \approx 254000$ бн для ¹⁵⁷Gd, $\sigma_{155} \approx 60900$ бн для ¹⁵⁵Gd, $\sigma \approx 49000$ бн для природной смеси)

В детекторе iDREAM используются рабочие жидкости трех видов.

- 1) Чистый ЛАБ – заливается в буфер
- 2) ЛАБ + РРО + bis-MSB – заливается в кольцо

3) ЛАБ + PPO + bis-MSB + Gd – заливается в мишень

Детектор укомплектован 28 ФЭУ Hamamatsu R5912, схема расположения которых представлена на рисунке 1.5. ФЭУ с 1-ого по 16-й просматривают центральный объем (мишень) детектора, а с 17-ого по 28-ой – внешнее кольцо (гамма-кэтчер), которое полностью светоизолировано от мишени. [8] [9]

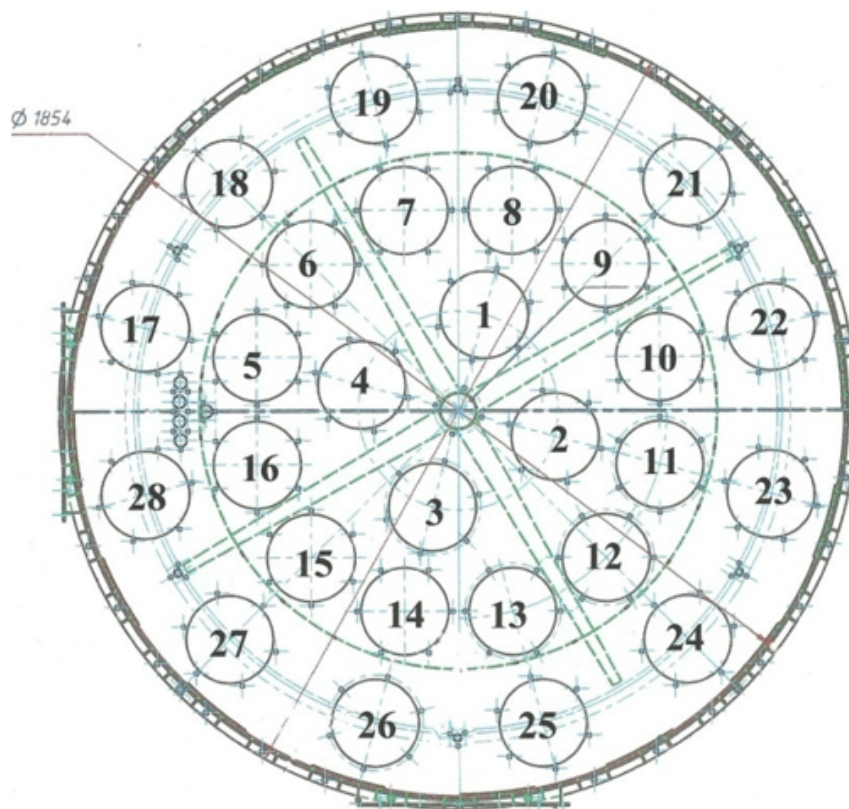


Рисунок 1.5 – Расположение ФЭУ в детекторе (вид сверху)

Следствием такой конструкции, выбранной из требований, предъявляемых к промышленному детектору (в их числе: простота, компактность, невысокая стоимость), является высокая неоднородность светособирания. Для её компенсации в конструкцию между ФЭУ и мишенью был введен прозрачный буфер, выравнивающий сбор фотонов люминесценции. Тем не менее, буфер не подавляет неоднородность светособирания полностью. Для ещё большей компенсации используется пленка из люмира, которой покрывается дно и стенки внутреннего бака.

В настоящее время детектор располагается на третьем энергоблоке Калининской АЭС под реактором на расстоянии 20 метров под активной зоной. Детектор помещен в пассивную защиту, предназначенную для подавления нейтронного излучения и гамма-излучения. Она состоит из 80 прямоугольных чугунных блоков, располагаемых над и под детектором. По бокам располагается защита от нейтронного излучения, состоящая из прямоугольных блоков бор-полиэтилена.

2. ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕТЕКТОРА

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ

Как было сказано выше, детектор iDREAM является детектором с сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола с добавлением PPO и bis-MSB. Для подобных сцинтилляторов наблюдается зависимость световых выхода от температуры [10; 11]. Температура окружающей среды в помещении под реактором является нестабильной, более того, после пуска реактора 30 мая 2021 произошёл резкий рост температуры на ~ 10 градусов, что негативно сказалось на световых выходе сцинтиллятора. Изменение световых выхода сцинтиллятора показано на рисунке 2.1

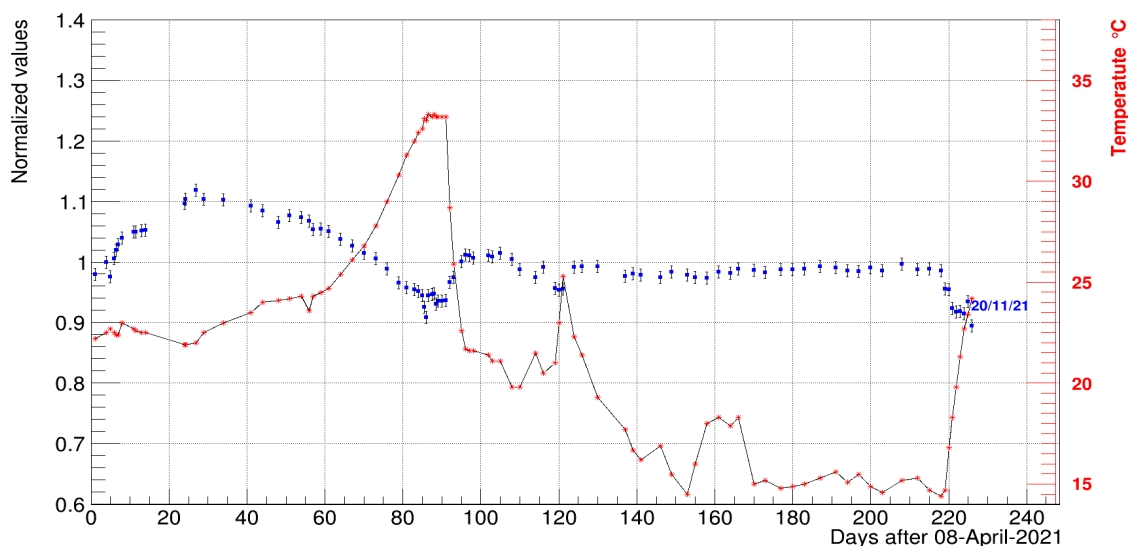


Рисунок 2.1 – Изменение световых выхода сцинтиллятора. Синими точками отмечено положение пика кобальта-60 относительно положения 8 апреля 2021, красными точками показана температура сцинтиллятора

Для постановки энергетической шкалы используется источник гамма-

квантов ^{60}Co ($E_{\gamma 1} = 1173$ кэВ и $E_{\gamma 2} = 1332$ кэВ). Зная табличную энергию гамма-квантов ^{60}Co и построив распределение собранного при калибровке заряда, можем получить коэффициент перевода собранного заряда в энергию QE . Далее приняв коэффициент, полученный 16 сентября 2021 по пику одиночного гамма-кванта с энергией 2.22 МэВ от реакции (n, γ) на ядре водорода при калибровке источником нейтронов ^{252}Cf за реперный (обозначим его QE_0) и разделив QE для каждой калибровки на QE_0 получим поправочный коэффициент для каждого калибровочного рана¹. В свою очередь, поправочный коэффициент для регулярных ранов получается интерполяцией коэффициентов соседних калибровочных ранов.

Для проверки работы этого алгоритма на рисунке 2.2 представлены измеренные энергии гамма-кванта $E_{\gamma} = 2614$ кэВ от р/а изотопа таллия-208, присутствующего в цепочке распадов тория-232, содержащегося в земной коре и, как следствие, нержавеющей стали.

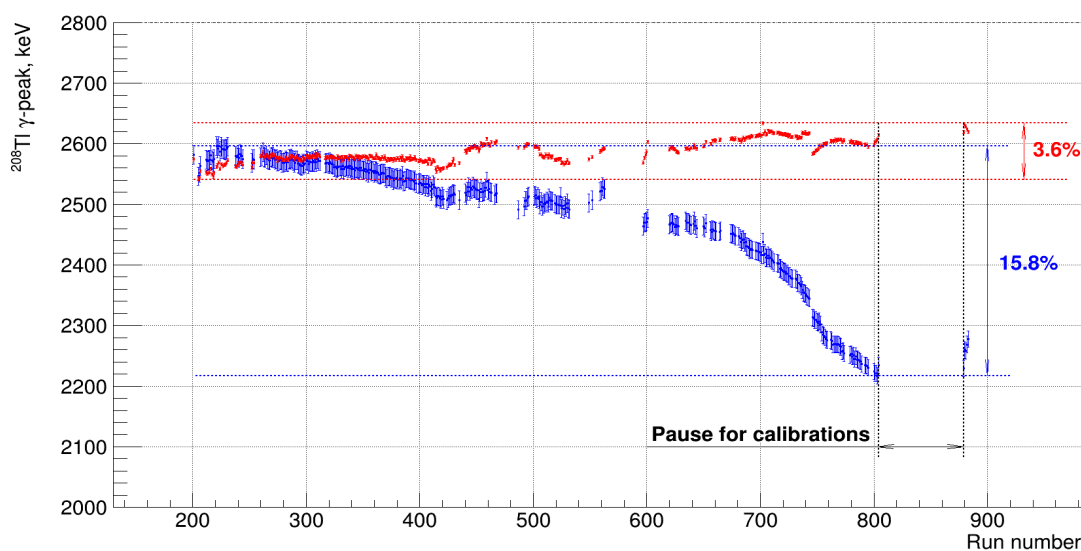


Рисунок 2.2 – Результат коррекции шкалы: синим показаны пики ^{208}Tl до коррекции шкалы, красным – после коррекции.

Из рисунка 2.2 следует, что данный способ коррекции шкалы позволяет снизить разброс в почти 4.5 раза.

¹Под «раном» здесь и далее подразумевается одна серия набора данных

2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ В ГАДОЛИНИЕВОМ СЦИНТИЛЛЯТОРЕ

Необходимость контроля стабильности времени захвата нейтрона в сцинтилляторе вытекает из необходимости знать эффективность регистрации нейтронов детектором поскольку данная величина напрямую влияет на эффективность регистрации реакторных антинейтрино детектором. В выражение для итоговой эффективности детектора к регистрации антинейтрино входит эффективность ε_t , которая представляет собой вероятность зарегистрировать задержанный сигнал от нейтрона в выбранном временном окне и определяется как $\varepsilon_t = 1 - e^{-t/\tau}$, где τ – время захвата нейтрона в сцинтилляторе. Таким образом, эффективность ε_t напрямую зависит от точности, с которой известно время захвата нейтрона τ .

Помимо этого, необходимо учитывать, что сцинтиллятор детектора заполнен гадолинием в концентрации 1 г/л, который добавляется для сокращения времени захвата нейтрона. Соль, в составе которой гадолиний вводится в сцинтиллятор, может распределиться неравномерно по мишени, что приведет к неоднородности времени захвата нейтрона в зависимости от места положения нейтрона. Стоит также ещё учитывать и вероятное наличие эффекта «перемешивания» гадолиния в сцинтилляторе под действием конвекции из-за наличия ненулевого градиента температуры внутри мишени. Возможное наличие подобных эффектов также требует контроля стабильности времени жизни.

Измерение времени захвата нейтрона измерялось с помощью нейтронного источника ^{252}Cf . Данный изотоп является альфа-радиоактивным, но в 3.1% случаев претерпевает спонтанное деление с испусканием мгновенных гамма-квантов и нейтронов. Среднее число нейтронов на спонтанное деление составляет 3.7. Распределение вероятности излучить то или иное число нейтронов калифорнием-252 представлено на рисунке 2.3

	²⁴⁶ Cf ^a		²⁵⁰ Cf ^a		²⁵² Cf ^b	
	Value	Error	Value	Error	Consensus	Standard Deviation
P_0	0.00051	0.027	0.0038191		0.0021767	0.00012
P_1	0.1136	0.041	0.0365432		0.0259869	0.00123
P_2	0.2346	0.041	0.1673371		0.1251188	0.00132
P_3	0.2743	0.043	0.2945302		0.2740459	0.00119
P_4	0.22087	0.042	0.2982732		0.3050812	0.00144
P_5	0.12597	0.036	0.1451396		0.1854741	0.00119
P_6	0.03017	0.033	0.0472215		0.0658998	0.00065
P_7			0.0040174		0.0142918	0.00096
P_8			0.0031188		0.0018219	0.0003
P_9					0.0001022	0.00017
P_{10}					0.0000005	0.0000016
$\langle \nu(\nu - 1) \rangle$	8.19		10.344		11.9517	0.0188
$\langle \nu(\nu - 1)(\nu - 2) \rangle$	8.26		25.192		31.6680	0.175
$\langle \nu^2 \rangle$	11.29		13.854		15.7087	0.0188
$\langle \nu^2 \rangle - \langle \nu \rangle^2$	1.68		1.534		1.5936	0.0188
$\langle \nu(\nu - 1) \rangle / \langle \nu \rangle^2$	0.852		0.8396		0.8467	0.0013

Рисунок 2.3 – Вероятности испускания мгновенных нейтронов для спонтанного деления изотопов ²⁴⁶Cf, ²⁵⁰Cf, ²⁵²Cf

Ввиду того, что калифорний помещен в стальной контейнер с толщиной стенок 0.5 мм, все вылетающие α - частицы и осколки деления поглощаются в защитном контейнере и не попадают в сцинтиллятор. Таким образом, при калибровках источником ²⁵²Cf детектор регистрирует сначала мгновенные гамма-кванты спонтанных делений, а затем коррелированные с ними нейтроны, распределение во временном интервале $\sim 5\tau$.

После замедления в сцинтилляторе, нейтроны захватываются ядрами гадолиния (в $\sim 80\%$ случаев) и водорода (в $\sim 20\%$ случаев). Также есть шанс того, что быстрые нейтроны вылетят за пределы мишени.

Анализ данных был построен следующим образом. Все зарегистрированные детектором события разбивались на кластеры длительностью 150 мкс, при этом накладывалось требование, чтобы в течение 150 мкс до первого события в кластере и 150 мкс после последнего не было зарегистрировано никаких других событий. Первое событие в кластере должно соответствовать сигналу от мгновенных гамма-квантов, а последующие – сигналам от нейтронов, захватываемых гадолинием или водородом. Несмотря на то, что среднее число испускаемых нейтронов на один акт деления калифорния-252 составляет 3.7, кратность кластера может быть довольно большой из-за высокой активности источника ($\sim 10^3 n/s$) и, как следствие, случайных наложений событий как от самого источника, так и от фоновых событий в детекторе. Спектр гамма-квантов, излученных после захвата нейтрона ядром мишени, представлен на рисунке 2.4

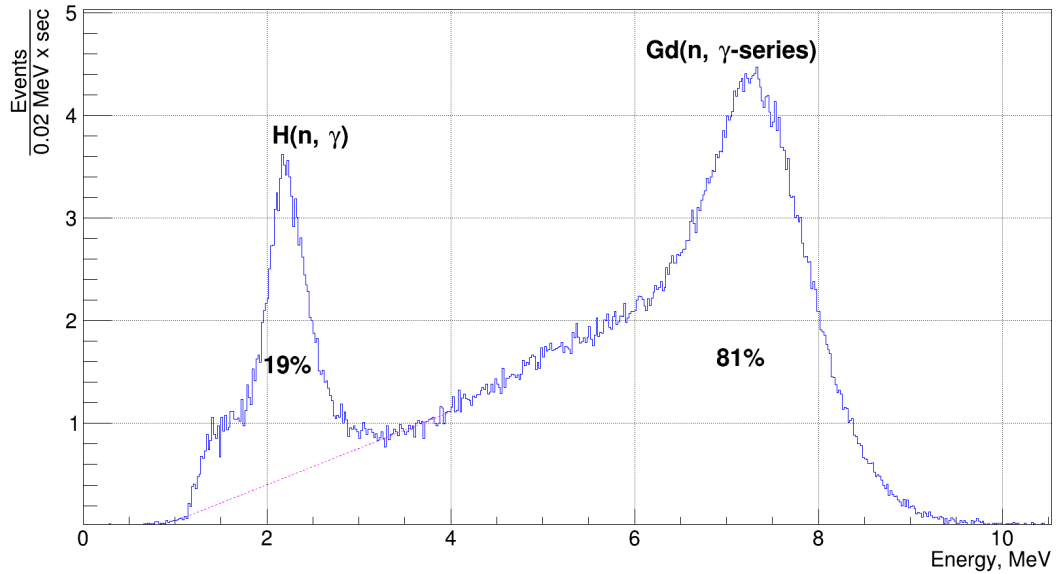


Рисунок 2.4 – Спектр задержанных событий от ^{252}Cf

Пик в области $E = 2.22$ МэВ соответствует захвату нейтронов на водороде, а в области 7.4 МэВ – на гадолинии. Доли числа нейтронов, захваченных на водороде, составили 19% и 81%, что соответствует ожидаемым значениям в случае концентрации гадолиния 1 г/л в сцинтилляторе.

Измеренный временной спектр захвата нейтронов в сцинтилляторе приведен на рисунке 2.5.

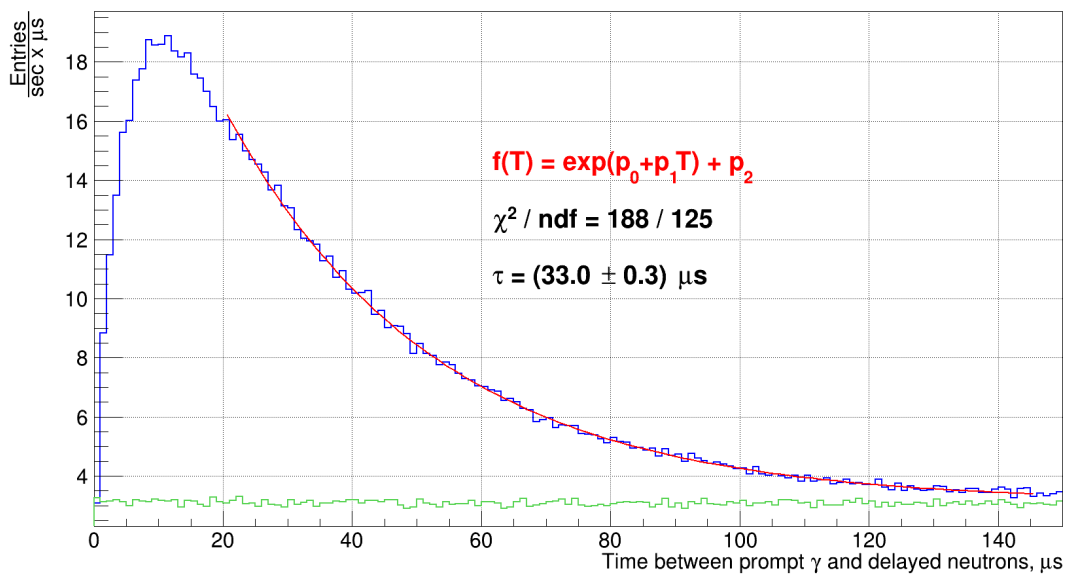


Рисунок 2.5 – Распределение времен захвата нейтронов в окне 150 мкс после регистрации мгновенных γ -квантов (показан синим цветом). Зеленым цветом показано аналогичное распределение случайных совпадений.

Из рисунка 2.5 следует, время захвата нейтрона в мишени составляет

$$\tau = (33.0 \pm 0.3) \mu s \quad (2.1)$$

Спектры, приведенные на рисунках 2.4 и 2.5 получены с калибровки калифорнием, проведенной 13 сентября 2021. Также калибровки калифорнием были проведены 8, 10, 16 сентября, 22 и 25 октября, 12 ноября, причем измерения проводились в центре, внизу и вверху мишени. Для каждого из калибровочных ранов проводилась аналогичная процедура построения временного спектра по которым в дальнейшем был построены графики стабильности времени захвата нейтрона в трех различных геометрических положениях («Низ мишени», «Центр мишени», «Верх мишени»). Построение графика стабильности времени захвата нейтрона (рис. 3.1) в этих трех положениях позволит проверить равномерность распределения гадолиния в мишени.

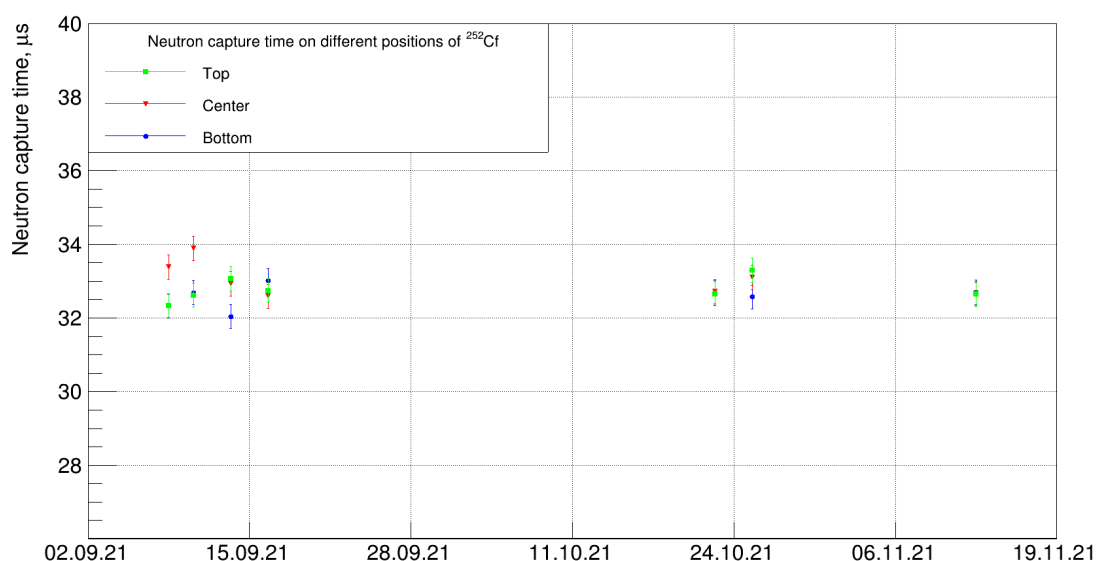


Рисунок 2.6 – Стабильность времени захвата нейтрона в положениях «Низ мишени», «Центр мишени», «Верх мишени»

Из рисунка 3.1 следует, что на протяжении двух месяцев (с 8 сентября 2021 по 12 ноября 2021) время захвата нейтрона для всех положений источника совпадает в пределах ошибок измерений.

2.3. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

Для построения функции отклика воспользуемся следующими источниками одиночных гамма-квантов: ^{137}Cs ($E_\gamma = 662$ кэВ), ^{54}Mn ($E_\gamma = 834$ кэВ), ^{65}Zn ($E_\gamma = 1115$ кэВ). Также использовался нейтронный источник ^{252}Cf , нейтроны которого захватываются на ядрах водорода что приводит к излучению одиночного гамма-кванта с энергией $E_\gamma = 2.22$ МэВ. Измеренные спектры показаны на рисунке 2.7, спектр гамма-квантов, излучающихся после захвата нейтронов на водороде $\text{H}(n, \gamma)$ показан на рисунке 2.4, измеренные энергии источников в сравнении с табличными представлены в таблице 1.

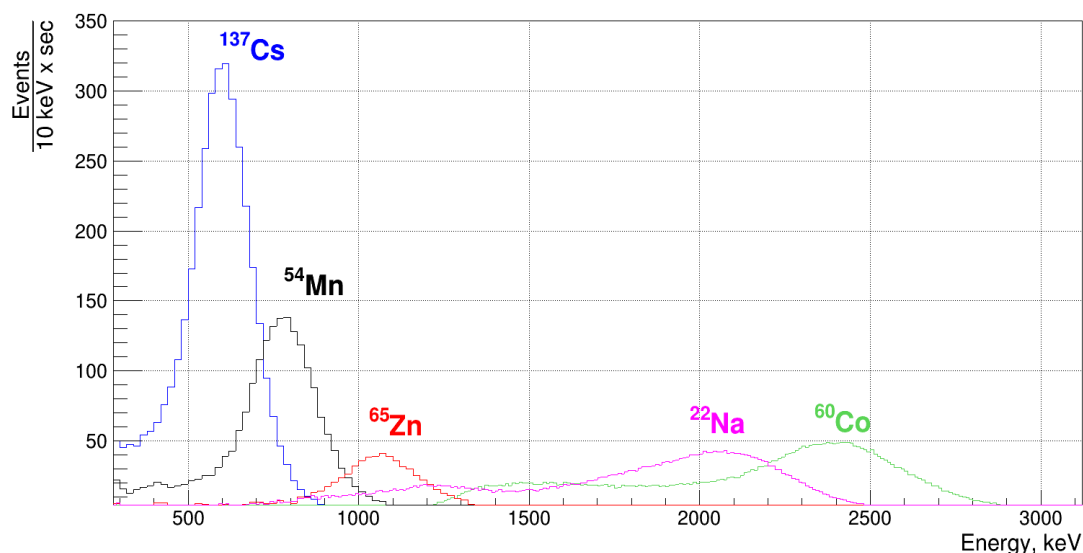


Рисунок 2.7 – Измеренные спектры ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{22}Na , ^{60}Co

Таблица 1. Отклонение зарегистрированного значения энергии для источников ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn и для γ -квантов от захвата нейтрона на водороде

Источник	Табличное значение энергии, кэВ	Зарегистрированное значение энергии, кэВ	Отклонение, %
^{137}Cs	662	600 ± 2	9.4%
^{54}Mn	835	778 ± 3	6.8%
^{65}Zn	1115	1062 ± 5	4.8%
$\text{H}(n, \gamma)$ (^{252}Cf)	2223	2223 ± 10	0%

Данные источники были выбраны поскольку они излучают одиночный гамма-квант тогда как при испускании источником двух и более гамма-квантов наблюдается серьезный сцинтилляционный дефект. Сцинтилляционный дефект, однако, наблюдается и для одиночных гамма-квантов, тем не менее, он меньше чем для случая нескольких гамма-квантов. Также в случае испускания одиночных гамма-квантов наблюдается следующая зависимость: в процентном соотношении он тем меньше, чем выше энергия гамма-кванта, данная зависимость представлена на рисунке 2.8. По этой причине в качестве точки отсчёта был выбран гамма-квант с энергией $E_\gamma = 2.22$ МэВ от захвата нейтрона на водороде.

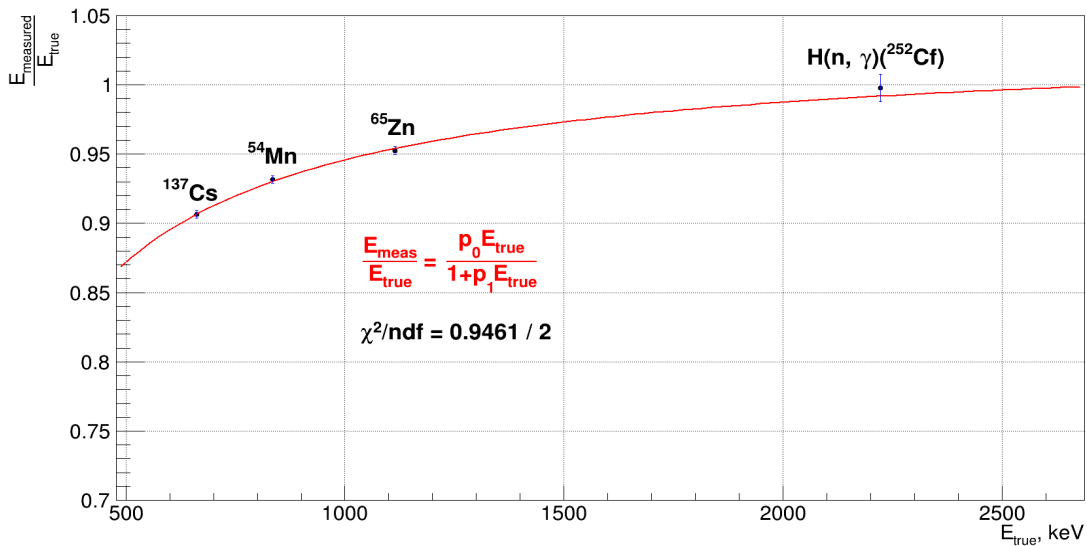


Рисунок 2.8 – Функция отклика детектора iDREAM

Для нахождения функции отклика найденные относительные изменения отклика были аппроксимированы зависимостью

$$\frac{E_{\text{meas}}}{E_{\text{true}}} = \frac{p_0 \cdot E_{\text{true}}}{1 + p_1 \cdot E_{\text{true}}}, \quad (2.2)$$

где E_{true} – истинная (табличная) энергия гамма-кванта, E_{meas} – измеренная энергия гамма-кванта. В результате аппроксимации параметры получили следующие параметры функции:

$$p_0 = p_1 = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \quad (2.3)$$

Таким образом, отклик детектора iDREAM соответствует ожидаемому для детекторов на основе жидких органических сцинтилляторов.

3. АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АНТИНЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЕТЕКТОРОМ

3.1. РЕГИСТРАЦИЯ АНТИНЕЙТРИННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Регистрация антинейтринного излучения в детекторе iDREAM производится по реакции обратного бета-распада:



Процесс торможения позитрона в сцинтилляторе, его аннигиляция, распространение аннигиляционных гамма-квантов и развитие сцинтилляционной вспышки, вызванной этими процессами, происходит в течение сравнительно короткого промежутка времени, составляющего примерно нескольких наносекунд. В свою очередь, процесс распространения нейтрона включает в себя его замедление, которое длится несколько микросекунд, и диффузию. После этого происходит радиационный захват нейтрона на гадолинии или водороде с эмиссией гамма-квантов. Время задержки излучения соответствующих сцинтилляционных фотонов зависит от концентрации гадолиния и для детектора iDREAM составляет $\tau = (33.0 \pm 0.3)$ мкс по отношению к первому событию, вызванному позитроном. Замедление и диффузия нейтронов до их поглощения обуславливают разделение во времени сцинтилляционных сигналов от позитрона и нейтрона, позволяя реализовать метод задержанных совпадений.

Антинейтринный сигнал выделяется путем регистрации фотонов люминесценции, образующихся при поглощении энергии сцинтиллятором как

при торможении позитрона, так и при торможении электронов среды, получивших энергию отдачи в результате комптоновского рассеяния гамма-квантов аннигиляции позитрона и радиационного захвата нейтрона. Регистрация методом задержанных совпадений включает в себя регистрацию сцинтилляционных фотонов, связанных с позитроном и его аннигиляцией (мгновенное событие), и, затем, через промежуток времени $1 \div 100$ мкс, регистрацию сцинтилляционных фотонов, связанных с радиационным захватом нейтрона гадолинием (задержанное событие). Использование такой пары коррелированных во времени событий позволяет осуществлять регистрацию событий реакции 3.1 с высокой надежностью, обеспечивая одновременно значительное подавление фоновых событий, имеющих отличающуюся временную структуру.

3.2. УСЛОВИЯ ОТБОРА АНТИНЕЙТРИННЫХ СОБЫТИЙ

Выделение антинейтринных событий проводится следующим образом: вначале все события (импульсы), зарегистрированные детектором, разбиваются на т.н. кластеры – группы событий. Для выделения кластера от каждого N -го события открывается временное окно на 100 мкс вперед. Если до следующего $(N+1)$ события меньше 100 мкс, то от события $(N+1)$ снова открывается временное окно на 100 мкс вперед. Эта процедура продлевается до тех пор пока не найдется такое событие $(N+m)$ ($m \geq 0$, $m = 0$ соответствует случаю, когда выделен кластер с одним единственным событием) после которого в течение 100 мкс не зарегистрировано ни одного события. Тогда происходит выделение данного кластера. Если количество событий в этом кластере оказалось равным двум, то далее следует проверка на энергию этих двух событий, первое из которых должно соответствовать позитрону, а второе - излучению гамма-квантов после захвата нейтрона на ядре гадолиния. Также оба события проходят проверку на правильность формы импульса, которая должна соответствовать позитрону и гамма-квантам (подробнее в главе 3.3).

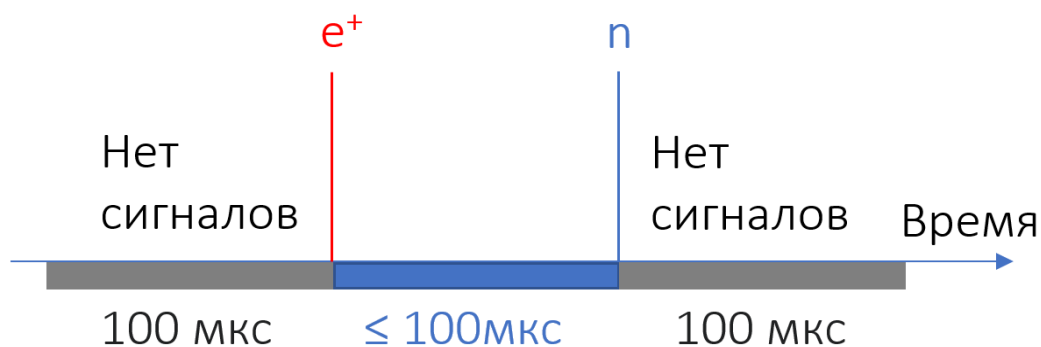


Рисунок 3.1 – Отбор антинейтринных событий

Таким образом, для отбора нейтронных и позитронных событий использовались следующие условия:

- Энергия мгновенного (позитронного) события лежит в пределах (3 ÷ 8) МэВ
- Энергия задержанного (нейтронного) события лежит в пределах (5 ÷ 10) МэВ
- Время между событиями меньше 100 мкс
- В течение 100 мкс до первого события и 100 мкс после второго не зарегистрировано ни одного события.
- Пара сигналов не является коррелированным фоном, связанным с попаданием в детектор космических мюонов.

Выбор нижнего порога на энергию позитрона в 3 МэВ обусловлен высоким фоном ниже 3 МэВ.

3.3. ХАРАКТЕРИСТИКА ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ, ИМИТИРУЮЩИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИНЕЙТРИНО

Фоновые события в iDREAM делятся на две основные группы:

- Коррелированные фоновые процессы, в которых существует реальная физическая корреляция между мгновенным и задержанным сигналами, подобно корреляции двух импульсов от позитрона и нейтрона в реакции 3.1
- Некоррелированные фоновые процессы, называемые случайным фо-

ном, которые представляют собой случайные совпадения двух некоррелированных импульсов

Коррелированные фоновые процессы непосредственно имитируют сигнатуру реакции 3.1 и могут быть разделены на две категории:

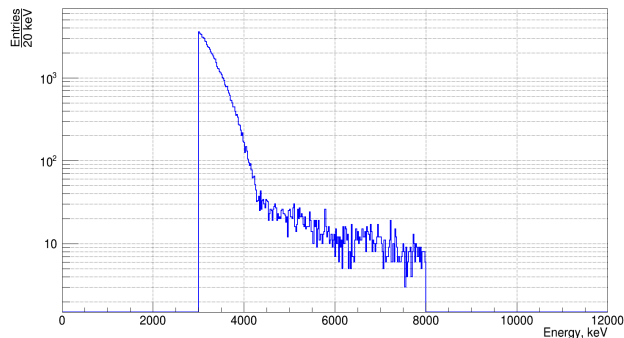
- Коррелированные события, связанные с прохождением мюонов через детектор или вблизи него (например, останавливающиеся мюоны или быстрые нейтроны)
- Долгоживущие космогенные изотопы (${}^9\text{Li}$, ${}^8\text{He}$)

Далее будут рассмотрены фон случайных наложений и составляющая коррелированного фона, связанная с остановками космических мюонов. Природа случайного фона связана с попаданием случайного импульса детектора в выбранное временное окно после триггера, вызванного мгновенным сигналом. Оба сигнала, как правило, обусловлены гамма-квантами от естественной радиоактивности и мюонов. Энергетическая область естественной радиоактивности простирается до ~ 4 МэВ. Случайный фон детектора может быть измерен одновременно со сбором полезных событий с помощью случайных триггеров.

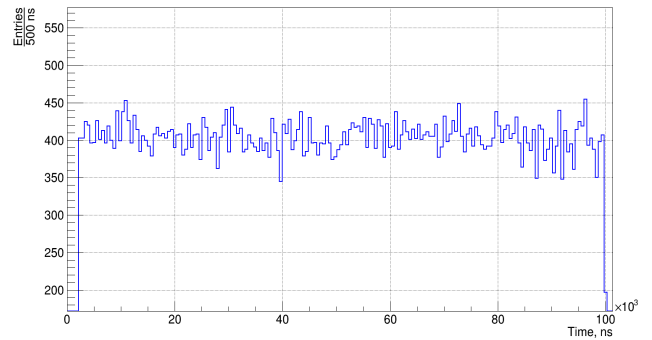
3.3.1. АНАЛИЗ ФОНА СЛУЧАЙНЫХ НАЛОЖЕНИЙ

Одним из существенных источников фона является фон случайных наложений, который определяется скоростью счета детектора и длиной временного окна для парных событий.

Отбор случайных наложений выполнялся при тех же условиях что и отбор антинейтринных событий путем сдвигания временного окна на 1500 мкс вперед относительно первого события таким образом исключая корреляцию между первым и вторым событием. За 77 дней с 4 августа 2021 по 20 октября 2021 живое время набора данных при включенном составило 40.99 суток, отобрано 44520 событий, удовлетворяющих критерию отбора случайных наложений. Для них были построены энергетический спектр 3.2а и распределение времен между первым и вторым событиями случайных совпадений в окне 100 мкс 3.2б. Полученная форма распределения времен захвата указывает на случайный характер наложений и отсутствие корреляций между первым и вторым событиями.



(а) Энергетический спектр первых событий в парах случайных совпадений



(б) Распределение времен между первым и вторым событиями случайных совпадений в окне 100 мкс

Рисунок 3.2

3.3.2. АНАЛИЗ СОБЫТИЙ, СВЯЗАННЫХ С ОСТАНОВКОЙ МЮОНОВ

Для отсеечения мюонного фона в детекторе iDREAM установлено вето. Для регистрации вертикальных мюонов используются сцинтилляционные пластины размерами (1м x 2м x 3см) из полиметилметакрилата, установленные над детектором, а также гамма-кетчер. Если мюонное вето отсекает все мюоны, то временное распределение обратного бета-распада по форме должно быть аналогично распределению 2.5. Тем не менее, несмотря на использование вето, форма временного распределения получается несколько иной и отличается дополнительными событиями в области до 10 мкс (рис. 3.3). Наличие выброса в области до 10 мкс может свидетельствовать о распадах останавливающихся мюонов в мишени ($\tau = 2.2$ мкс)

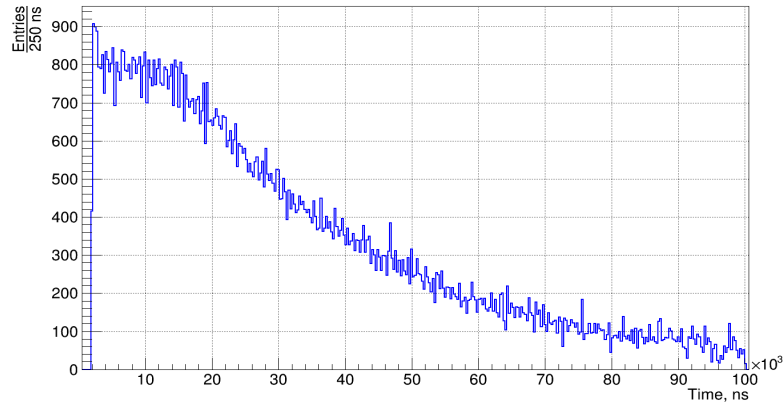


Рисунок 3.3 – Распределение времен захвата нейтронов в окне 100 мкс после регистрации позитрона (без учета мюонных распадов)

При выделении кандидатов на обратный бета-распад были обнаружены сцинтилляционные сигналы по форме серьезно отличающиеся от стандартных сцинтилляционных сигналов. Данные сигналы отличались большими фронтами и меньшей амплитудой по сравнению с остальными сигналами. Такие сигналы образовывали пары с другими сигналами, причем время между сигналами в подобных парах также было, как правило, меньше 10 мкс, что также могло свидетельствовать о распадах останавливающихся мюонов.

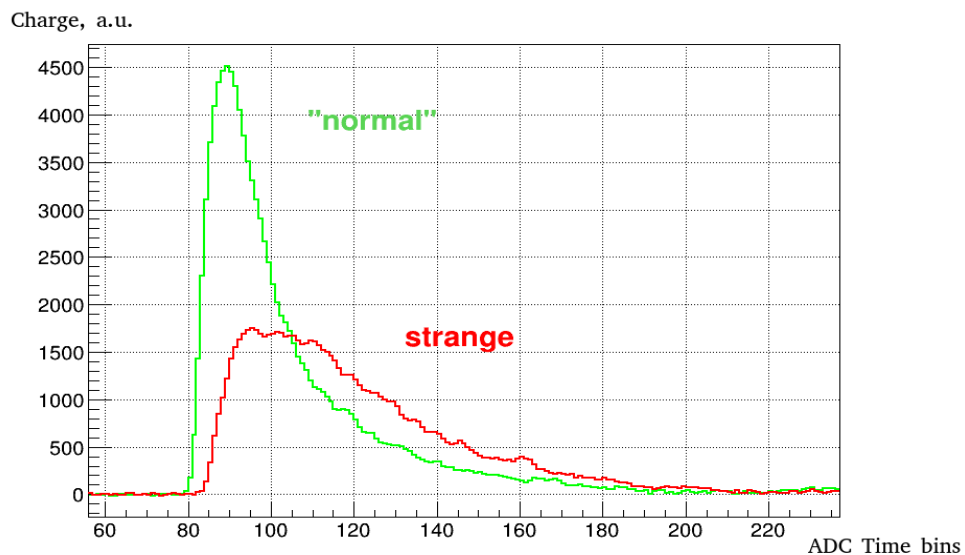


Рисунок 3.4 – Усредненные формы двух типов сцинтилляционных сигналов

Останавливающиеся в детекторе μ^- , как правило, захватываются на орбиту ядра, образуя мезоатом, после чего распадаются со временем, со-

ответствующим времени жизни мюона в вакууме 2.2 мкс. Распад мюона происходит по схеме $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, так что образующийся при распаде электрон регистрируется детектором.

Для сигналов, не вызывающих переполнение электроники (такое происходит при прохождении через мишени высокоэнергетических частиц, например, мюонов высоких энергий), имеется линейная зависимость между амплитудой сигнала и его полным зарядом. Для проверки гипотезы о распадающихся в мишени мюонов был введен дополнительный отбор по форме сигнала – отношение амплитуды сигнала к его полной энергии (А/Е), по которому можно отделить «нормальные» сигналы от сигналов с длительными фронтами.

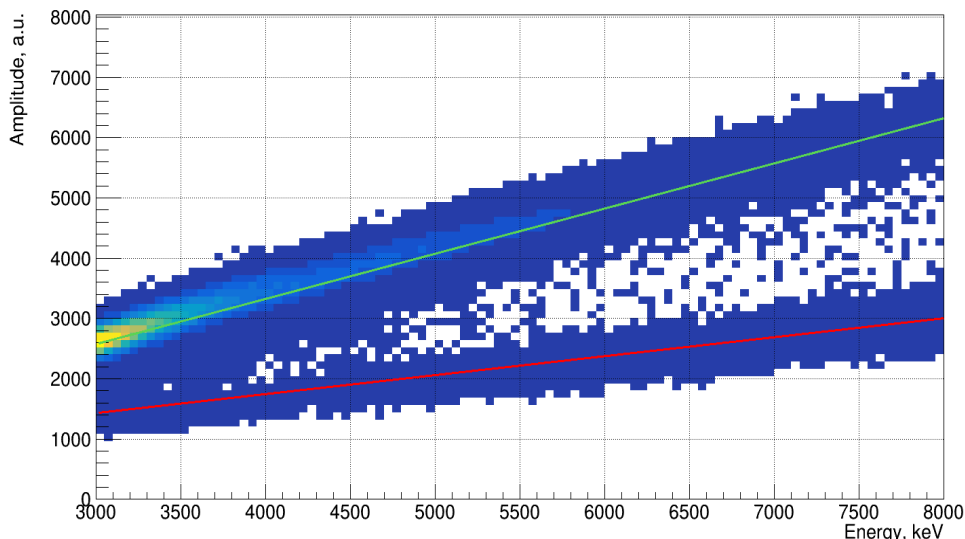


Рисунок 3.5 – Распределение отношения амплитуд к энергии каждого события. Выделяются две линейные зависимости: для стандартных импульсов (зеленая линия) и сигналов с длительными фронтами (красная линия)

Выделив сигналы с длительными фронтами (рис. 3.5, зеленая линия) и пары событий-кандидатов на обратный бета-распад с подобными сигналами построим распределение временных промежутков между первым и вторым сигналом в подобных парах (рис. 3.6). Проведя аппроксимирование функцией $f(t) = \exp(p_0 + p_1 \cdot t) + p_2$, получаем значение параметра p_1 :

$$p_1 = (462 \pm 8) \cdot 10^{-6} \text{ нс}^{-1} \quad (3.2)$$

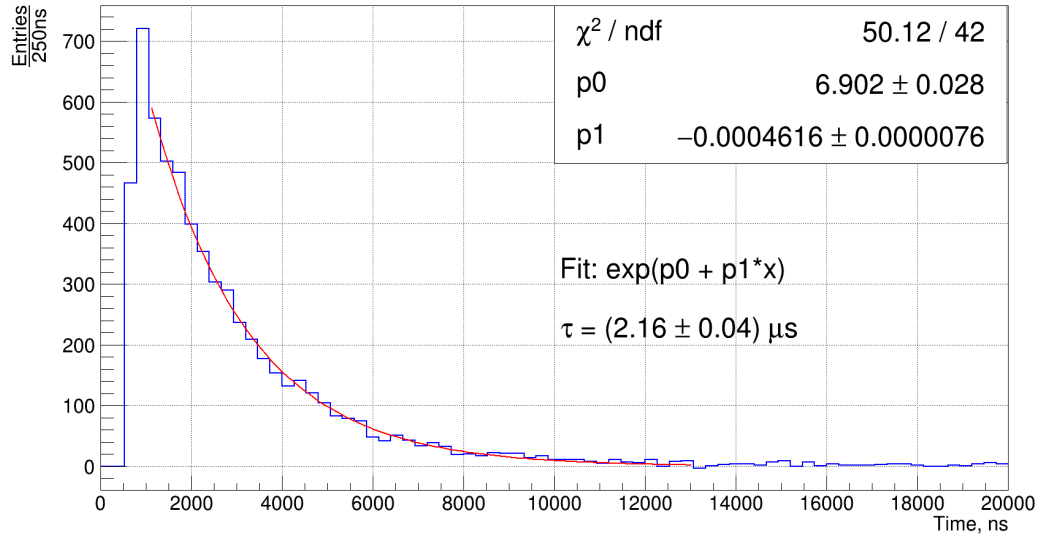


Рисунок 3.6 – Распределение времен между первым и вторым событиями в парах при отборе по форме импульса

и значение величины τ

$$\tau = (2.16 \pm 0.04) \text{ мкс} \quad (3.3)$$

Полученное значение величины τ хорошо согласуется с временем жизни мюона $\tau = 2.2 \text{ мкс}$

3.4. ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

Принципы отбора событий-кандидатов на обратный бета-распад были описаны в главе 3.2.

За 77 дней с 4 августа 2021 по 20 октября 2021 живое время набора данных при включенном реакторе составило 40.99 суток, отобрано 115006 событий, удовлетворяющих критериям отбора на обратный бета-распад. На рисунке 3.7 показаны временные распределения для пар-кандидатов и случайных наложений, а также их разницы. При увеличении времени

между событиями в парах временной спектр пар-кандидатов выходит на уровень пар случайных наложений.

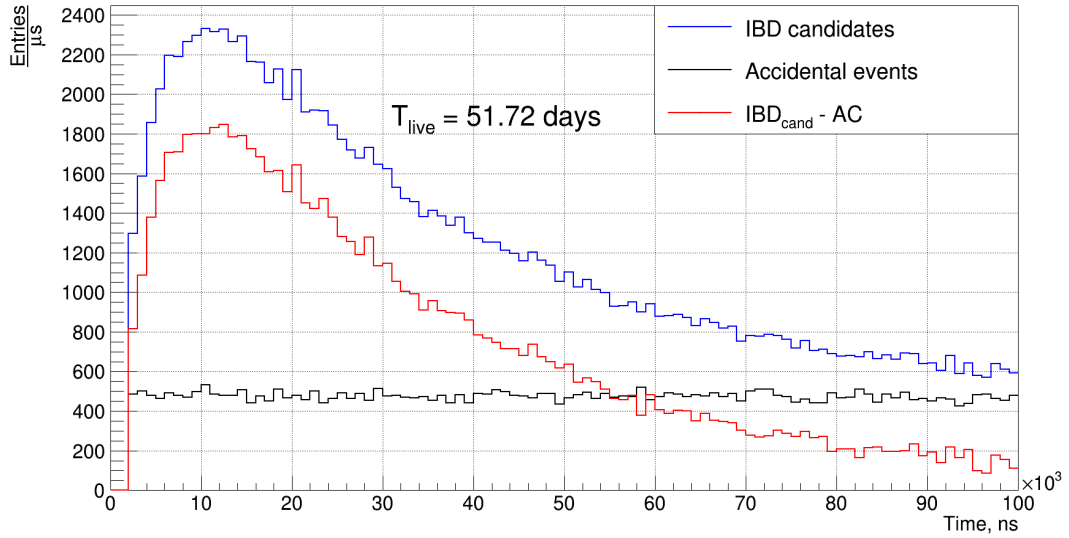


Рисунок 3.7 – Время между событиями. Синим показано распределение в парах-кандидатах на ОБР, черным цветом показано распределение в парах-случайных совпадениях, красным показана их разница

Используя полученные экспериментальные данные, можно реализовать мониторинг тепловой мощности реактора. Связь между мощностью реактора и количеством нейтрино, регистрируемом детектором в единицу времени, можно записать в виде:

$$N_{det} = \frac{\epsilon}{4\pi L^2} \cdot N_p \cdot \frac{P_{th}}{E_f} \cdot \langle \sigma \rangle, \quad (3.4)$$

где N_{det} – число антинейтринных событий, регистрируемых детектором в единицу времени, ϵ – эффективность регистрации, L – расстояние от активной зоны до детектора, N_p – количество протонов в мишени детектора, P_{th} – тепловая мощность реактора, E_f – средняя тепловая энергия, выделяющаяся в активной зоне на одной деление, $\langle \sigma \rangle$ – сечение ОБР, усреднённое по спектру антинейтрино.

Средняя тепловая энергия выражается через тепловые энергии делящихся изотопов как:

$$E_f = \sum_i \alpha_i E_i, \quad (3.5)$$

где α_i – вклад i -го делящегося изотопа (здесь и далее индексы 5, 8, 9, 1 соответствуют изотопам U-235, U-238, Pu-239, Pu-241) в общее число делений (доля делений), E_i – тепловая энергия деления i -го изотопа

Доля делений i -го изотопа определяется как:

$$\alpha_i = \frac{f_i}{\sum_k f_k}, \quad (3.6)$$

f_i – число делений i -го изотопа в единицу времени; коэффициенты уравнения 3.6 нормированы на единицу: $\sum_i \alpha_i = 1$. Величина f_i определяется потоком нейтронов в активной зоне и характеристиками делящегося изотопа:

$$f_i = \Phi_n(E_n) \cdot \sigma_i^f(E_n) \cdot \frac{m_i}{M_i} \cdot N_A, \quad (3.7)$$

где Φ_n – поток нейтронов, E_n – энергия нейтрона, $\sigma_i^f(E_n)$ – сечение деления i -го изотопа, M_i – молярная масса этого изотопа, m_i – масса соответствующий компоненты топлива в активной зоне, N_A – число Авогадро. В общем случае параметры Φ_n и m_i , а следовательно и f_i , неоднородны и зависят от времени; в нейтринных экспериментах наблюдаются усредненные по объему активной зоны и времени измерения значения.

Среднее значение реакции обратного бета-распада записывается как:

$$\langle \sigma \rangle = \sum_i \alpha_i \int dE_\nu \sigma_{IBD}(E_\nu) S_i(E_\nu) \quad (3.8)$$

где E_ν – энергия антинейтрино, σ_{IBD} – сечение обратного бета-распада, $S_i(E_\nu)$ – кумулятивный спектр антинейтрино, создаваемый продуктами деления i -го изотопа.

Для расчет кумулятивных спектров антинейтрино $S_i(E_\nu)$ использовалась модель Курчатовского института.

Как следует из формулы 3.4 и сказанного выше, измерение потока антинейтрино позволяет определить следующие параметры:

- 1) Тепловую мощность реактора P_{th}
- 2) Топливный состав реактора
- 3) Расстояние L до реактора

В зависимости от того, какие из этих параметров необходимо определить, подход к эксперименту может несколько отличаться.

Для решения задачи мониторинга мощности нейтринным методом важно следующее. Несмотря на то, что топливный состав реактора меняется в течение кампании (происходит выгорание урана и наработка плутония), доминирующий вклад в поток антинейтрино на протяжении всей кампании дает уран-235. Учитывая этот факт, авторы работы предложили работать с соотношением 3.4 в иной форме [12]:

$$N_{det} = \frac{N_p \epsilon P_{th} \sigma_5}{4\pi L^2 E_5} \frac{1 + \sum_i \alpha_i (\frac{\sigma_i}{\sigma_5} - 1)}{1 + \sum_i \alpha_i (\frac{E_i}{E_5} - 1)} = \frac{N_p \epsilon P_{th} \sigma_5}{4\pi L^2 E_5} (1 + k), \quad (3.9)$$

где $\sigma_i = \int dE_\nu \sigma_{IBD}(E_\nu) S_i(E_\nu)$ – сечение ОБР, усредненное по спектру антинейтрино от i -го изотопа. Множитель $(1 + k)$, содержащий вклады изотопов урана-238, плутония-239, плутония-241, близок к единице и выступает в качестве «поправки»: в течение кампании реактора типа ВВЭР он варьируется в пределах $(0.92 \div 0.96)$ (0.94 в середине кампании). Соотношение 3.9 можно переписать в простом виде:

$$N_{det} = \gamma(1 + k)P_{th}, \quad (3.10)$$

где введено обозначение

$$\gamma = \frac{N_p \epsilon \sigma_5}{4\pi L^2 E_5} \quad (3.11)$$

Детектор iDREAM имеет следующие параметры:

$$\epsilon = (0.22 \pm 0.01) \quad (3.12)$$

$$L = (20.00 \pm 0.10) \text{ м} \quad (3.13)$$

$$N_p = (7.93 \pm 0.01) \cdot 10^{28} \quad (3.14)$$

Объем залитого в мишень сцинтиллятора определялся в процессе заливки при помощи расходометра и составил $V = (1112 \pm 10)$ л. Плотность сцинтиллятора $\rho = 0.865$ г/см³. Средняя тепловая энергия деления урана-235 [13]:

$$E_5 = (201.9 \pm 0.5) \text{ МэВ}, \quad (3.15)$$

а значение σ_5 было вычислено в рамках модели Курчатовского института [14]:

$$\sigma_5 = (6.27 \pm 0.13) \cdot 10^{-43} \text{ см}^2. \quad (3.16)$$

В результате для коэффициента γ получим значение

$$\gamma = (5.97 \pm 0.19) \cdot 10^{-12} \text{ Дж}^{-1} \quad (3.17)$$

Для коэффициента $(1 + k)$ возьмем значение в середине кампании; при этом ошибку можно оценить как половину диапазона значений этого множителя в течение кампании реактора:

$$(1 + k) = (0.94 \pm 0.02) \quad (3.18)$$

В итоге для эксперимента iDREAM тепловую мощность реактора

можно связать с количеством антинейтрино, регистрируемых в единицу времени соотношением

$$P_{th} = C \cdot N_\nu, \quad (3.19)$$

где

$$C = (1.78 \pm 0.07) \cdot 10^5 \text{ МДж} \quad (3.20)$$

Эффективность детектора к регистрации антинейтрино:

$$\epsilon = \epsilon_{pos} \cdot \epsilon_n \cdot \epsilon_t \approx 0.22, \quad (3.21)$$

где

- $\epsilon_{pos} = 0.46$ – эффективность регистрации позитрона, зависящая от выбранного порога на энергию первого события ($E_{pos} > 3 \text{ МэВ}$)
- $\epsilon_n = 0.5$ – эффективность регистрации нейтрона, определяемая при помощи моделирования методами Монте-Карло отклика детектора к нейтронам
- $\epsilon_t = -$ вероятность зарегистрировать нейтрон в окне 100 мкс, которая определяется как $(1 - \exp(-t/\tau))$, где τ – время до захвата нейтрона в сцинтилляторе детектора

Средний суточный рейт детектора iDREAM, за вычетом случайных совпадений, составляет (1720 ± 10) соб/сутки. Оценка фона затруднена поскольку к настоящему времени не были получены статистически значимые измерения при выключенном реакторе. Тем не менее, для грубой оценки средней мощности реактора можно использовать данные, полученные при кратковременном снижении мощности реактора до минимально контролируемого уровня 11 октября 2021. Тогда суточный рейт антинейтринных событий при «выключенном» реакторе составит (276 ± 78) соб/сутки. Столь высокая ошибка объясняется малой статистикой набора данных при выключенном реакторе (всего одни сутки). Тогда антинейтринный рейт:

$$R_\nu = (1444 \pm 78) \text{ соб/сутки} \quad (3.22)$$

И тепловая мощность реактора (по формуле 3.19):

$$P_{th}^{iDREAM} = (3.0 \pm 0.2) \text{ ГВт} \quad (3.23)$$

Данные по мощности за тот же период, полученные от служб Калининской АЭС дают среднюю мощность:

$$P_{th}^{KNPP} = (3.11 \pm 0.06) \text{ ГВт} \quad (3.24)$$

С учетом погрешностей, полученное с помощью детектора iDREAM среднее значение мощности реактора находится в согласии со средней мощностью реактора, полученной по данным Калининской АЭС.

Проделав подобную процедуру для суточных рейтов можно реализовать мониторинг тепловой мощности реактора. В целях демонстрации возможности удаленного мониторинга мощности энергоблока №3 с помощью детектора iDREAM период с 4 августа 2021 по 20 октября 2021 был разбит на 34 промежутка для каждого из которых был вычислен суточный рейт ОБР и, на основе этого, получено значение мощности реактора. По полученным данным был построен график 3.8.

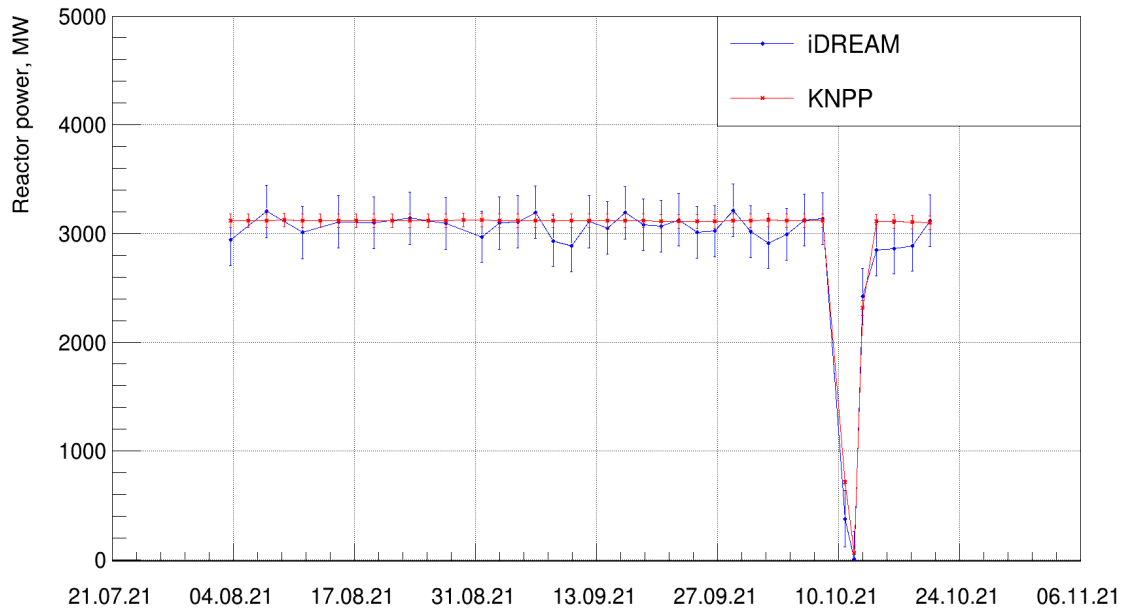


Рисунок 3.8 – Тепловая мощность реактора согласно результатам iDREAM (синий) и тепловая мощность реактора согласно данным КАЭС (красный)

Из данного графика следует, что результаты мониторинга мощности реактора с помощью детектора iDREAM близки к его реальной мощности. Как уже было сказано, некоторое занижение мощности, полученное согласно данным iDREAM, объясняется малой длительностью остановки реактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе преддипломной практики получены следующие основные результаты:

- Проведен анализ экспериментальных данных, полученных установкой iDREAM на третьем энергоблоке Калининской АЭС в период с 4 августа 2021 по 20 октября 2021
- Проведен анализ фоновых процессов, имитирующих взаимодействие антинейтрино с мишенью детектора. Показано, что события, идентифицированные как распад космических мюонов в мишени, вносят заметный вклад в коррелированный фон установки.
- Измерена скорость взаимодействий антинейтрино в детекторе iDREAM. С её помощью получена средняя тепловая мощность реактора третьего энергоблока КАЭС, которая составила:

$$P_{th}^{iDREAM} = (3.0 \pm 0.2) \text{ ГВт} \quad (3.25)$$

Полученное с помощью детектора iDREAM среднее значение мощности реактора находится в согласии со средней мощностью реактора, полученной по данным Калининской АЭС:

$$P_{th}^{KNPP} = (3.11 \pm 0.06) \text{ ГВт} \quad (3.26)$$

- Продемонстрирована возможность удаленного неинвазивного мониторинга тепловой мощности реактора по антинейтринному излучению.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Измерение энерговыработки энергетического реактора методом регистрации нейтрино / В. Коровкин [и др.] // Атомная энергия, Т.65, вып.3. — 1988. — Сент.
2. The Bugey-3 neutrino detector / M. Abbes [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1996. — Т. 374. — С. 164—187.
3. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Т. 564. — С. 42—54. — arXiv: astro-ph/0302055.
4. Study of reactor anti-neutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant / Y. Declais [и др.] // Phys. Lett. B. — 1994. — Т. 338. — С. 383—389.
5. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission / X. Ma [и др.] // Physical Review C. — 2013. — Июль. — Т. 88.
6. *Копейкин В., Микаэлян Л.* Анализ зависимости числа событий в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ // Препринт ИАЭ-6419/2. — 2006. — Т. 9.
7. Жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола / И. Немченко [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. — 2011. — Т. 9. — С. 218—227.
8. Промышленный детектор iDREAM для мониторинга режимов работы атомных реакторов нейтринным методом / М. Б. Громов [и др.] // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — М., 2015. — № 3. — ISSN 0579-9392.
9. Техническое описание опытного образца детектора iDREAM / М. Б. Громов [и др.]. — 2016.
10. Temperature dependence of the light yield of the LAB-based and mesitylene-based liquid scintillators / X. DongMei [и др.]. — 2014. — arXiv: 1402.6871 [physics.ins-det].

11. Temperature quenching in LAB based liquid scintillator / A. Sørensen [и др.] // The European Physical Journal C. — 2018. — ЯНВ. — Т. 78.
12. Neutrino method remote measurement of reactor power and power output / Y. V. Klimov [и др.]. — 1994.
13. *Kopeikin V. I., Mikaelyan L. A., Sinev V. V.* Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy // Physics of Atomic Nuclei. — 2004. — ОКТ. — Т. 67, № 10. — С. 1892—1899.
14. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between ^{235}U and ^{239}Pu β spectra // Physical Review D. — 2021. — ОКТ. — Т. 104, № 7.