

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 539.123.6

На правах рукописи

НУРКЕНОВ АЙДАР АЛЕКСАНДРОВИЧ

**СИГНАЛ АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM НА
КАЛИНИНСКОЙ АЭС**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. А. Литвинович

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**СИГНАЛ АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM НА
КАЛИНИНСКОЙ АЭС**

Студент

_____ А. А. Нуркенов

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ Е. А. Литвинович

Рецензент,

к.ф.-м.н.

_____ С. В. Сухотин

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1 Детектор iDREAM	6
1.1 Устройство детектора	6
1.1.1 Детектор iDREAM	6
1.1.2 Калибровочная система	8
1.2 Калибровка детектора	11
1.2.1 Источник быстрых нейтронов ^{252}Cf	11
1.2.2 Гамма-источник ^{60}Co . Неоднородность светособирания . .	12
2 Ожидаемая скорость счёта детектором iDREAM	16
2.1 Тепловая мощность реактора	16
2.2 Средняя тепловая энергия деления	17
2.3 Среднее сечение обратного бета-распада на одно деление	18
2.4 Ожидаемая среднесуточная скорость счёта	20
3 Сигнал антинейтрино в детекторе iDREAM	22
3.1 Сигнал антинейтрино детектором iDREAM с учётом фоновых со- бытий	24
3.1.1 Случайный фон	24
3.1.2 Коррелированный фон	26
3.1.3 Сигнал антинейтрино	29
3.2 Скорость счёта антинейтрино в детекторе iDREAM	31
Заключение	34
Список литературы	35

ВВЕДЕНИЕ

После обнаружения Ф. Райнесом и К. Коуэном в середине прошлого столетия электронных антинейтрино от ядерного реактора, возник вопрос о возможности использования реакторных антинейтрино в прикладных целях. Возможность практического использования антинейтрино впервые была предложена в Курчатовском институте Боровым А.А. и Микаэляном Л.А. [1]. Идея получила экспериментальное обоснование в серии экспериментальных работ, проведенных Курчатовским институтом в нейтринной лаборатории на Ровенской АЭС [2].

Атомные реакторы являются мощным источником электронных антинейтрино, которые образуются в β -распадах нейтроноизбыточных продуктов деления. Спектр и поток испускаемых антинейтрино напрямую связаны с текущим топливным составом и тепловой мощностью реактора. Это открывает уникальные возможности для дистанционного и непрерывного мониторинга работы ядерных реакторов. Для регистрации антинейтрино удобно пользоваться реакцией обратного бета-распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1)$$

Такой способ предпочтителен из-за относительно высокого сечения реакции и простоты учёта фона за счёт отбора коррелированных пар событий.

С 2000-х годов ведутся активные разработки антинейтринных детекторов для целей независимого наблюдения за реактором и развития методики для поддержки гарантий МАГАТЭ нераспространения ядерных материалов. В принципе, нейтринный метод позволяет не только определять тепловую мощность и энерговыработку реактора, но и проследить эволюцию топливного состава активной зоны в ходе кампании реактора. Возможность непрерывного, не связанного со службами АЭС и дистанционного контроля позволяет рассматривать антинейтринные детекторы как дополнение к штатным средствам

контроля и диагностики на объектах ядерной энергетики.

Детектор реакторных антинейтрино iDREAM задумывался, как прототип промышленного прибора для мониторинга состояния ядерного реактора. В основу проекта заложено требование простоты монтажа и эксплуатации установки в условиях промышленной АЭС, высокая надежность, ремонтпригодность и возможность тиражирования на производстве. Ожидается, что развитие технологии прикладного нейтринного мониторинга АЭС будет способствовать повышению эксплуатационной безопасности атомных электростанций, включая плавучие атомные энергоблоки малой мощности. В перспективе детекторы подобного типа могут стать дополнительным инструментом МАГАТЭ для поддержки гарантий нераспространения делящихся материалов.

Целью данной магистерской диссертации является выделение сигнала антинейтрино среди данных, набираемых детектором iDREAM, и его сравнение с расчётным количеством регистрируемых детектором событий, в основном, зависящих от доли изотопного состава топлива активной зоны реактора третьего энергоблока Калининской АЭС, с учётом коррелированного и случайного фонов.

1 ДЕТЕКТОР IDREAM

Детектор iDREAM установлен на третьем энергоблоке Калининской атомной электростанции на удалении 19.5 м от центра активной зоны (АЗ) реактора ВВЭР-1000 ($P_{th}=3000$ МВт). Детектирование антинейтрино происходит за счёт процесса обратного бета-распада на протоне (ОБР), происходящего в объёме жидкого органического сцинтиллятора.

Порог реакции составляет 1.806 МэВ. Энергия антинейтрино однозначно связана с энергией детектируемого позитрона реакции (1) соотношением:

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}} - 1.8 + 1.02 \text{ МэВ}$$

Отбор событий взаимодействия антинейтрино происходит по задержанным совпадениям аннигилирующего позитрона (мгновенный сигнал) и нейтрона (задержанный сигнал), который после замедления и термализации захватывается растворённым в сцинтилляторе гадолинием. Захват нейтрона гадолинием приводит к испусканию каскадных гамма-квантов с суммарной энергией, приблизительно, 8 МэВ. Среднее время жизни нейтронов в Gd-содержащем жидком сцинтилляторе iDREAM составляет порядка 30 мкс.

1.1 УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА

1.1.1 ДЕТЕКТОР IDREAM

Детектор состоит из двух концентрических объемов цилиндрической формы, сваренных из нержавеющей стали толщиной 2 мм, его структура показана на [рис. 1.1](#).

Внешний бак (ОТ) состоит из трёх герметично соединённых секций и имеет диаметр 1915 мм и высоту 1730 мм.

Внутренний бак (ИТ), жёстко закреплён на дне наружного бака и имеет

диаметр 1254 мм и высоту 1320 мм. Разделён на две части выпуклой прозрачной мембраной из акрила с вертикальной трубкой, чтобы отделить мишень детектора от буферной зоны. Для повышения эффективности светосбора дно и стенки покрыты светоотражающей пленкой Lumirror.

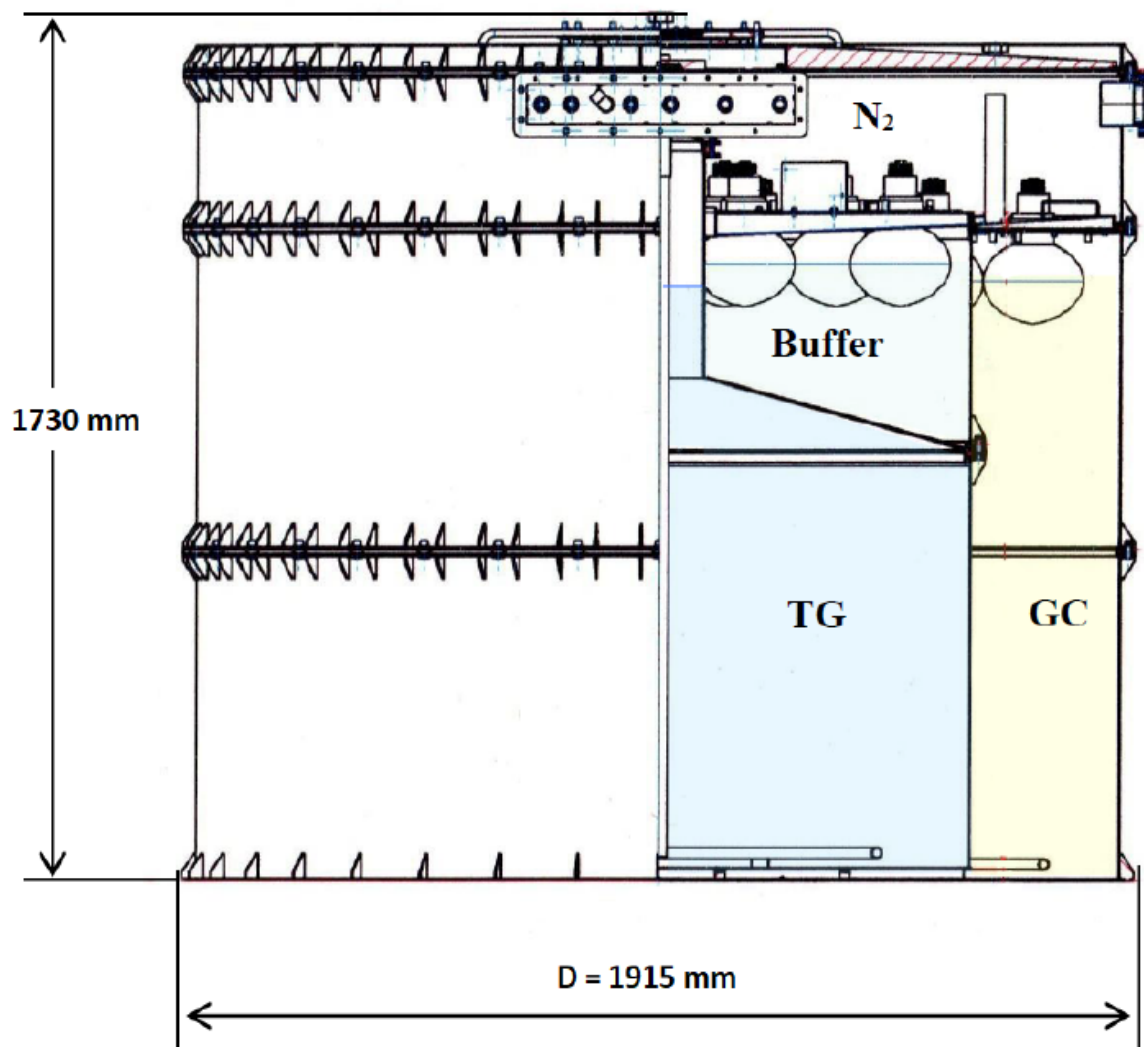


Рисунок 1.1 — Схематичное изображение детектора iDREAM

Детектор имеет три независимых друг от друга объёма:

- Мишень = 1.1 м^3 ;
- Буферная зона = 0.4 м^3 ;
- Гамма-кетчер = 1.7 м^3 ;

Внешний бак состоит из трёх секций, скреплённых межфланцевыми уплотнительными кольцами Viton. Внутренняя же часть содержит в себе самую мишень, представляющую собой жидкий органический сцинтиллятор.[\[3\]](#)

Мишенью для антинейтрино (TG) является жидкий органический сцинтиллятор (ЖОС) с большим содержанием ядер водорода – линейный алкилбен-

зол (ЛАБ) с растворённым в нём гадолинием концентрацией 1 г/л, РРО (2.7 г/л) и bis-MSB (0.018 г/л).

Буферная зона (Buffer) служит для защиты мишени от естественной радиоактивности фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и полностью заполнена ЛАБ без примесей.

Гамма-кетчер (GC) – поглотитель гамма-квантов, использующийся для повышения эффективности регистрации гамма-квантов, образовавшихся в мишени за счёт захвата нейтрона на гадолинии, а также для защиты мишени от высокоэнергетичных атмосферных мюонов и фоновой радиоактивности извне.

В детекторе используются ФЭУ модели Hamamatsu R5912. В общей сложности установлено 28 ФЭУ: 16 во внутреннем баке и 12 во внешнем. Схема расположения ФЭУ на верхней части детектора показана на [рис. 1.2](#).

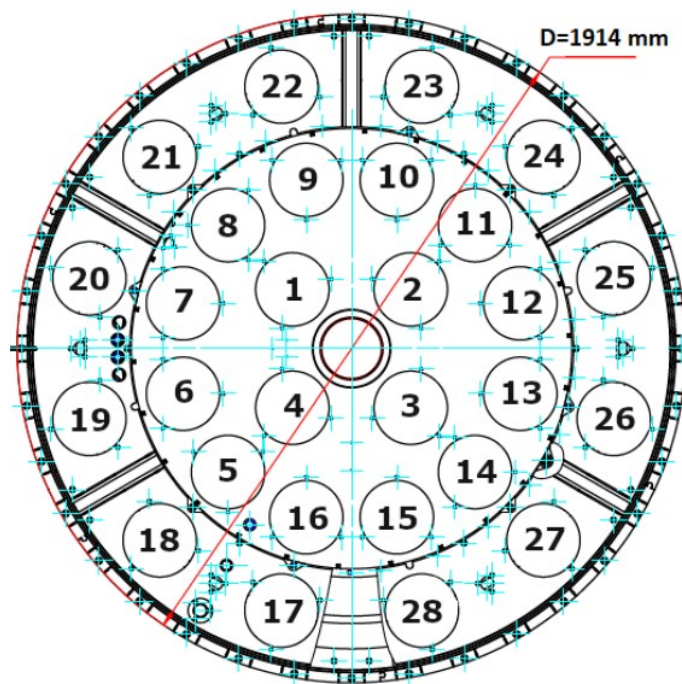


Рисунок 1.2 — Схема расположения ФЭУ в детекторе iDREAM

1.1.2 КАЛИБРОВОЧНАЯ СИСТЕМА

Для проведения калибровок детектора разработана специальная калибровочная система (калибратор). Калибратор установлен вдоль оси Z детектора внутри глухого калибровочного канала из нержавеющей стали и представляет собой установку лифтового типа.

Система позволяет определить положение радиоактивного источника по оси z с точностью до 2 мм. Калибровочный источник, заключенный в челнок, установлен на замкнутом зубчатом ремне, охватывающем два шкива, как показано на [рис. 1.3](#).

Система калибровки управляется с панели оператора с установленным специальным программным обеспечением. В отдельном окне программы отображаются дата и время калибровки, режим калибровки и показано положение источника. Программное обеспечение предоставляет два режима калибровки. В обоих режимах интерфейс отображает шкалу калибровочного канала в мм и текущее положение челнока.

В режиме 1 калибровка производится в любой выбранной точке вертикальной оси калибровки. В этом режиме оператор предварительно устанавливает точку калибровки. Положение заданной точки рассчитывается по высоте, начиная с самого нижнего положения челнока.

В режиме 2 осуществляется сканирование детектора в выбранном диапазоне с фиксированным шагом. В этом режиме оператор может установить шаг сканирования в диапазоне от 50 до 150 мм. Максимальная вертикальная длина диапазона калибровки составляет 1200 мм относительно самого нижнего положения челнока, т. е. внутри мембранной трубки.

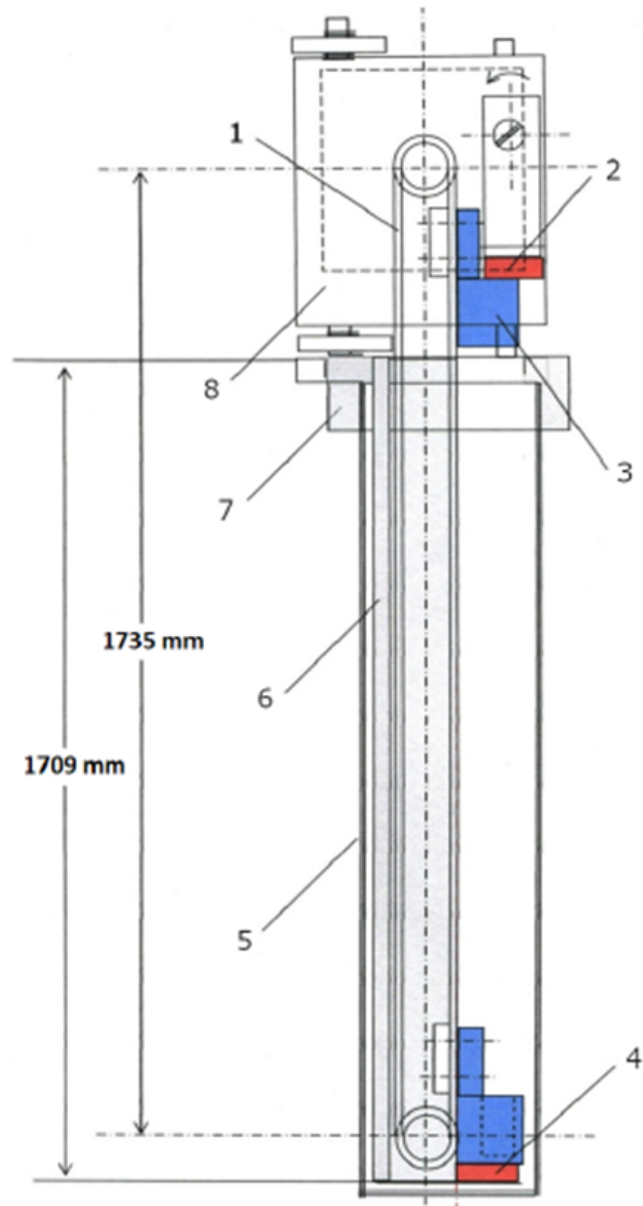


Рисунок 1.3 — Схема калибровочной системы детектора iDREAM

Под номером 1 указан зубчатый ремень, под номером 2 – верхний переключатель, 3 – шлюз с радиоактивным источником, 4 – нижний переключатель, 5 – сухой канал, размещённый по центру внутри мишени, 6 – удлинение держателя шагового двигателя, 7 – держатель двигателя, 8 – фланец двигателя.

1.2 КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРА

1.2.1 ИСТОЧНИК БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ^{252}Cf

Для калибровки iDREAM используются гамма-источники ^{137}Cs ($E_\gamma = 0.662$ МэВ), ^{54}Mn ($E_\gamma = 0.835$ МэВ), ^{65}Zn ($E_\gamma = 1.115$ МэВ), ^{60}Co ($E_\gamma = 1.173$, 1.332 МэВ), а также ^{252}Cf в качестве источника быстрых нейтронов.

Для калибровки, установки энергетической шкалы детектора и определения времени жизни нейтронов в веществе мишени используется источник ^{252}Cf .

Калифорний является альфа-распадчиком, в 3.1% случаев претерпевающим спонтанное деление. На один акт деления испускается, в среднем, 3.75 нейтронов и 7.98 гамма-квантов, при этом средняя энергия испускаемых нейтронов составляет 2.12 МэВ, а средняя энергия гамма-квантов - 0.87 МэВ [4].

Ввиду того что источник помещен в капсулу из нержавеющей стали 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 ^{252}Cf детектор регистрирует сначала мгновенные γ -кванты спонтанных делений, а затем коррелированные с ними нейтроны, распределенные во временном интервале $\sim 5\tau$, где τ – время захвата нейтрона в сцинтилляторе.

После замедления и термализации в сцинтилляторе, нейтроны захватываются ядрами гадолиния, в результате чего происходит испускание каскадных γ -квантов с суммарной энергией в районе 8 МэВ. Следует отметить, что быстрые нейтроны от источника также могут вылететь за пределы мишени без поглощения.

В ходе анализа отбирались кластеры событий с одним мгновенным сигналом в диапазоне энергий 5 - 12 МэВ, соответствующим испусканию мгновенных гамма-квантов деления ядра ^{252}Cf . После его регистрации открывалось окно длительностью 100 мкс, в течение которого отбирались задержанные сигналы в диапазоне энергий 1.8 - 10 МэВ, соответствующие захвату нейтрона гадолинием.

Из-за высокой активности источника ($\sim 10^3$ н/с) анализ данных выполнялся при условии отбора по энергии первых событий в кластере $E_1 > 6$ МэВ, что практически гарантирует отбор только таких кластеров, в которых первое

событие соответствует именно мгновенным γ -квантам ^{252}Cf .

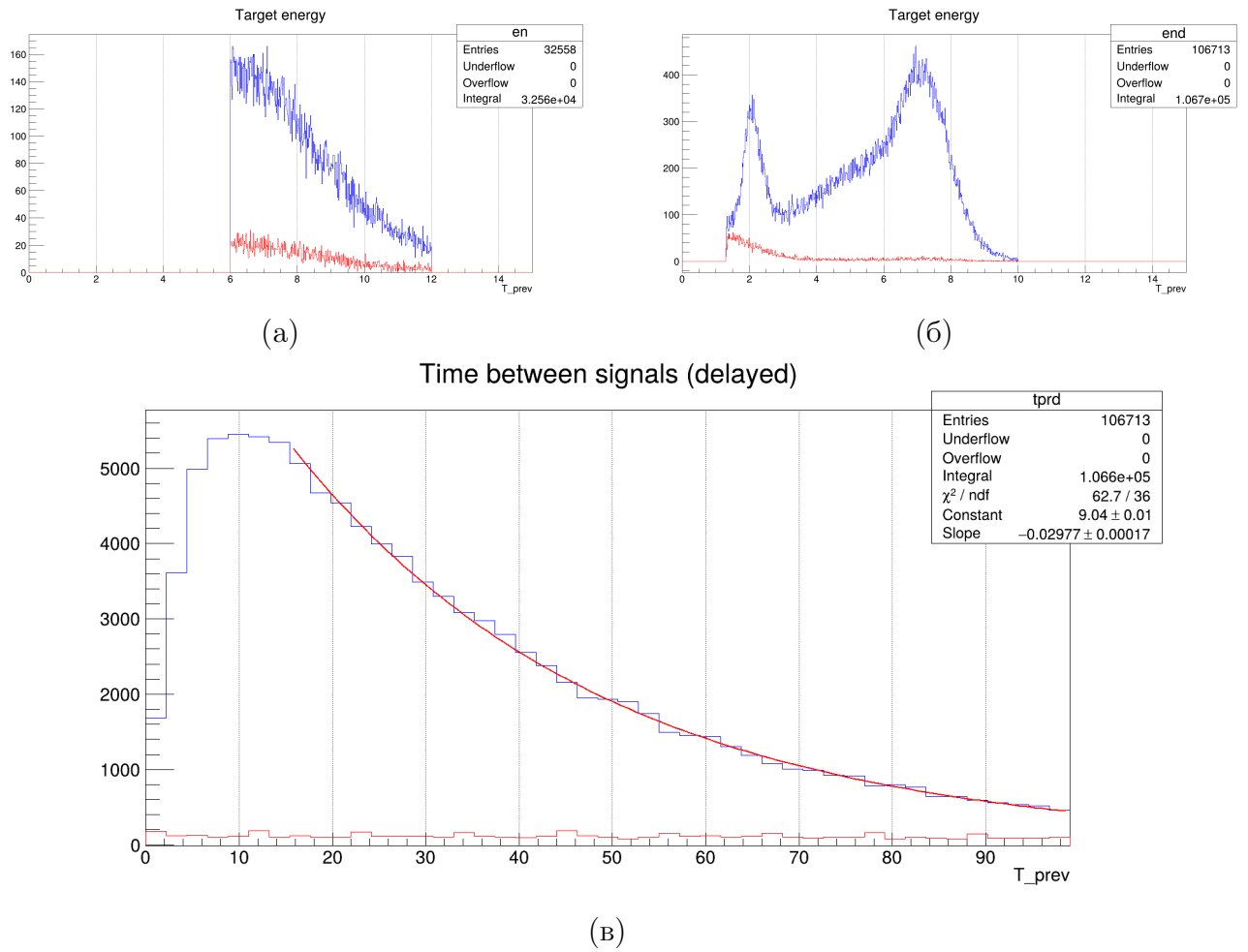


Рисунок 1.4 — Спектры ^{252}Cf (синие кривые) и случайных наложений (красные) : (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

Измеренный временной спектр захвата нейтронов в сцинтилляторе приведён на рис. 1.4в. Аппроксимация спектра функцией $f(t) = \exp(-t/\tau) + \text{const}$, где τ – время захвата нейтронов, даёт $\tau = 33.6 \pm 0.3$ мкс.

Энергетическая шкала выставляется по положению пика захвата нейтронов на водороде, который принимается равным 2.2 МэВ (рис. 1.4б).

1.2.2 ГАММА-ИСТОЧНИК ^{60}Co . НЕОДНОРОДНОСТЬ СВЕТОСОБИРАНИЯ

Для определения неоднородности светособирания внутри детектора использовался гамма-источник ^{60}Co . Рассматривались три случая:

- Все объёмы детектора залиты рабочими жидкостями;

- Из буфера слито 150 л ЛАБ;
- Буферная зона снова заполнена, слито 100 л Gd-ЖОС из мишени до края мембраны для установления симметричного объёма мишени (цилиндр);

В каждом из этих случаев ^{60}Co устанавливали на высотах: 0 мм, 100 мм, 200 мм, 300 мм, 351 мм, 400 мм, 500 мм, 600 мм, 700 мм, 800 мм, 900 мм.

Центром системы считается уровень равный 351 мм. Для каждой высоты были получены энергетические спектры, по которым определялось положение пика, путём его фитирования вблизи отметки 2.5 МэВ, что соответствует суммарной энергии двух испускаемых γ -квантов, что показано на [рис. 1.5](#).

Каждое такое значение сравнивалось со значением в центре, получаемое соотношение отображает коэффициент светопоглощения в детекторе для конкретной высоты в конкретной конфигурации детектора. Из этих коэффициентов откладывается кривая неоднородности.

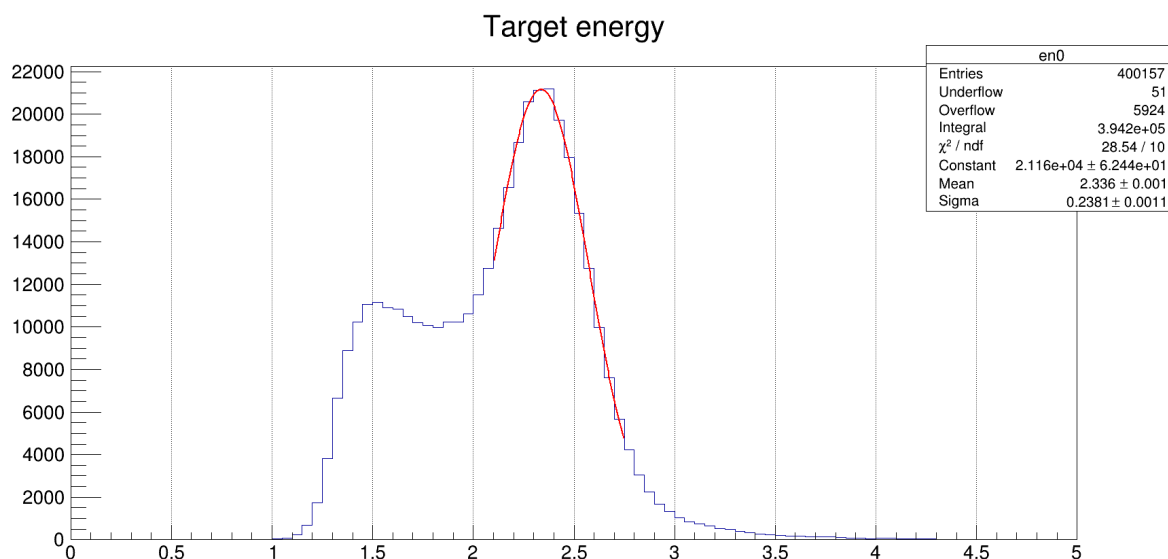


Рисунок 1.5 — Энергетический спектр ^{60}Co

Очевидно, что при изменении объёма сцинтиллятора будут проявляться и отличия в спектре регистрируемого сигнала от радиоактивного источника, что можно пронаблюдать на рисунке [рис. 1.6](#).

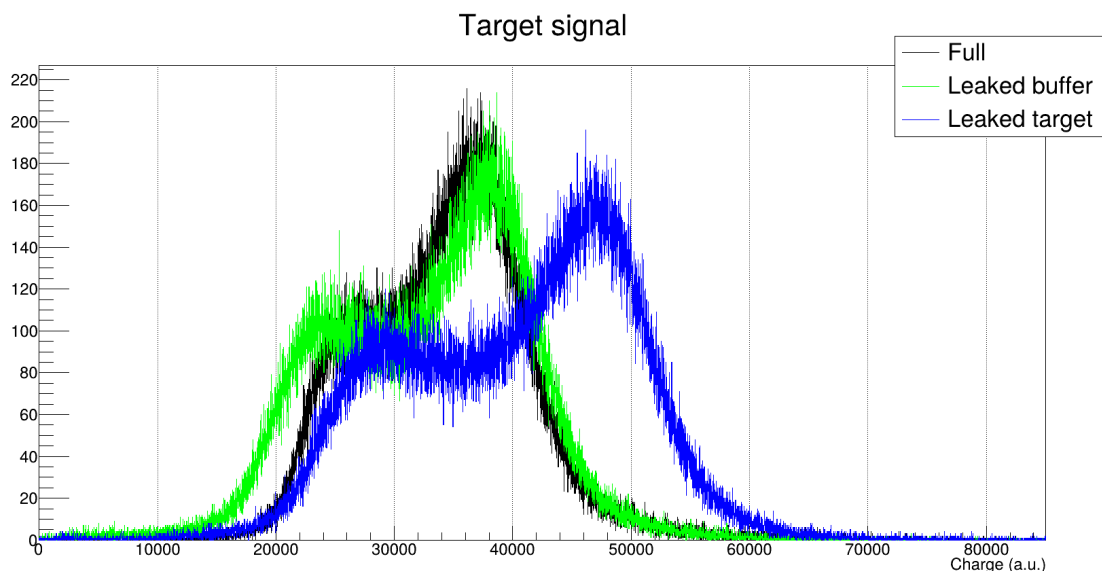


Рисунок 1.6 — Энергетический спектр ^{60}Co

Чёрная кривая, соответствует полностью заполненному внутреннему баку детектора, зеленая - соответствует детектору со слитыми 150 литрами LAB из буферной зоны, а синяя – детектору со слитыми 100 л сцинтиллятора из мишени.

На [рис. 1.7](#) показаны кривые неоднородности для различных конфигураций внутреннего объёма детектора. Размах кривых на краях мишени характеризует пространственную неоднородность светособирания, при этом, неоднородность тем лучше, чем ближе к 1 отношение количества собранного света на краях к количеству света в центре мишени:

$$\frac{E_i}{E_0} = 1$$

где i – высота положения источника в мм.

Как следует из [рис. 1.7](#), наилучшая неоднородность на уровне (-5%, -1%) для цилиндрической части мишени (-350мм, +350мм) достигается при удалении 100 л Gd-ЖОС из-под мембраны мишени.

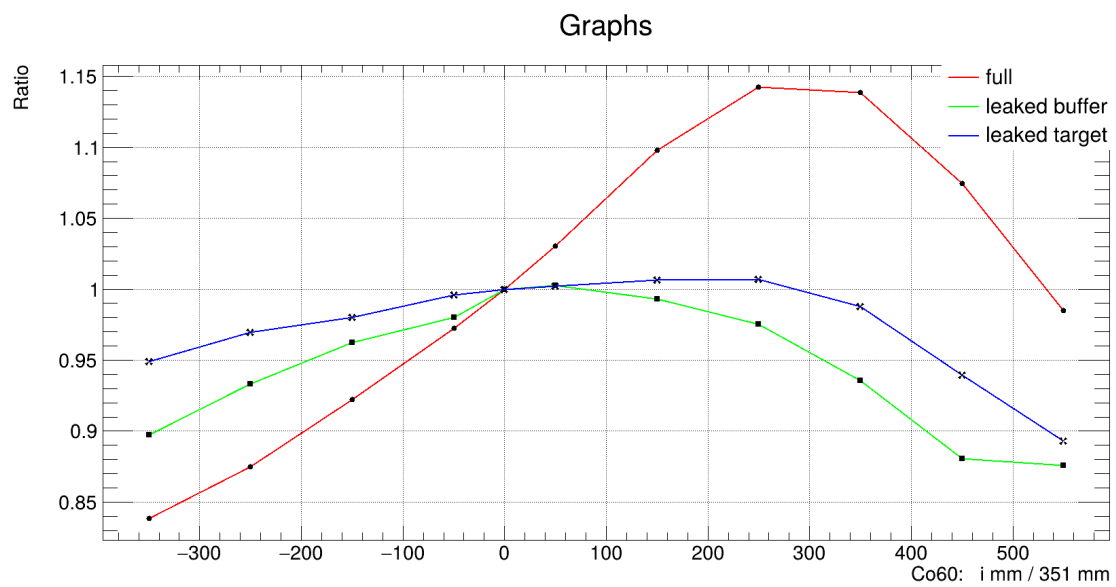


Рисунок 1.7 — Кривые неоднородности светособираения, полученные по данным калибровок источником ^{60}Co с началом в 351 мм

2 ОЖИДАЕМАЯ СКОРОСТЬ СЧЁТА ДЕТЕКТОРОМ IDREAM

Для вычисления ожидаемой скорости счета антинейтрино детектором iDREAM воспользуемся следующей формулой [2]:

$$n_{\nu} = \frac{N_p P_{th} \bar{\sigma}_f}{4\pi R^2 \bar{E}_f} \cdot \epsilon \quad (2.1)$$

где $N_p = 7 \cdot 10^{28}$ – количество протонов в мишени, P_{th} – тепловая мощность реактора, $\bar{\sigma}_f$ – сечение реакции ОБР, усреднённое по спектру антинейтрино, $R = 19.5 \pm 0.1$ м – расстояние между АЗ и центром мишени детектора, $\bar{E}_f$ – усреднённая энергия деления изотопов топлива, приходящаяся на одно деление, $\epsilon = 0.22 \pm 0.01$ – эффективность регистрации антинейтрино детектором.

2.1 ТЕПЛОВАЯ МОЩНОСТЬ РЕАКТОРА

Данные о вырабатываемой тепловой мощности собираются непосредственно персоналом Калининской АЭС. Штатные тепло- и нейтронно-физические методы измерения мгновенной мощности реактора ВВЭР-1000 включают измерения:

- по параметрам теплоносителя 1-го контура;
- по параметрам пара и питательной воды парогенератора;
- по параметрам пара в парогенераторах и питательной воды после подогревателя высокого давления;
- по показаниям внутриреакторных нейтронных детекторов;
- по показаниям ионизационных камер.

Каждый из приведённых способов обладает собственными преимуществами и недостатками и используется совместно для наиболее точного определения сред-

невзвешенной тепловой мощности реактора в рамках системы внутриреакторного контроля (СВРК). Погрешность измерения мощности определяется проектом реакторной установки ВВЭР-1000 и для номинальной мощности 3000 МВт не превышает 2% (95% У.Д.).

На [рис. 2.1](#) указана мгновенная тепловая мощность третьего энергоблока Калининской АЭС на протяжении исследуемого промежутка времени по данным СВРК.

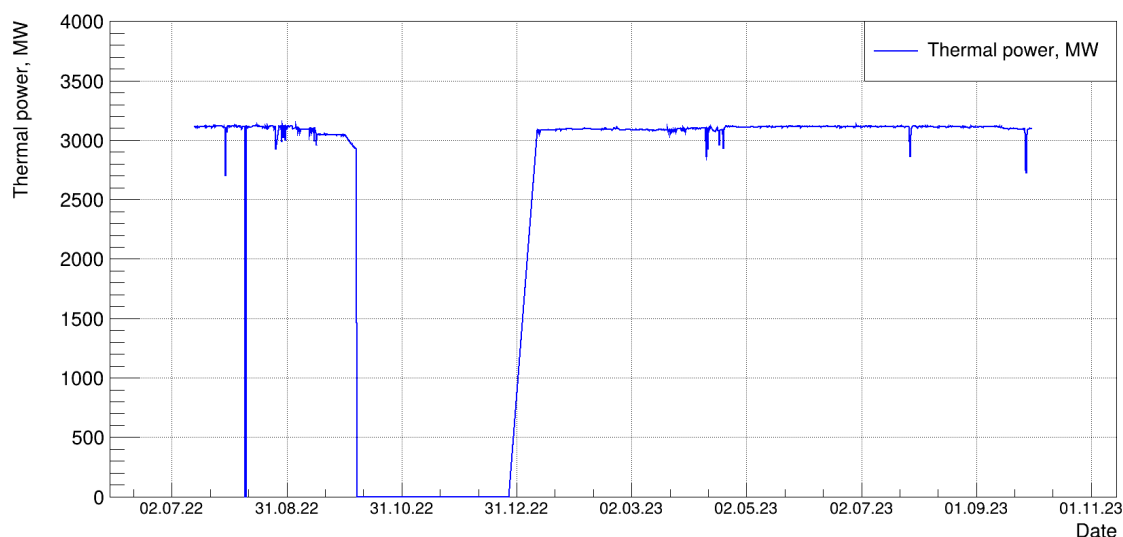


Рисунок 2.1 — Тепловая мощность №3 энергоблока Калининской АЭС по данным СВРК

2.2 СРЕДНЯЯ ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ ДЕЛЕНИЯ

Основными изотопами, вносящими вклад в спектр испускаемых антинейтрино, являются: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu . Для определения количества испускаемых реактором антинейтрино, необходимо знать тепловые энергии, выделяемые этими нуклидами при делении. Для определения этого параметра используется формула [5]:

$$E_f = E_{\text{tot}} - \langle E_\nu \rangle - \Delta E_{\beta\gamma} + E_{\text{nc}} \quad (2.2)$$

где E_{tot} - это полная энергия, которая выделяется при делении от момента поглощения нейтрона, вызывающего этот процесс, до завершения бета-распадов продуктов деления и их превращения в бета-стабильные нейтральные атомы, $\langle E_\nu \rangle$ - средняя энергия, которая уносится антинейтрино, рождённых в ходе бета-

распадов продуктов деления изотопов, $\Delta E_{\beta\gamma}$ - энергия бета-электронов и фотонов от продуктов деления, не успевших распасться в учитываемый промежуток времени, E_{nc} - поглощённая энергия от захвата нейтронов внутри реакторной зоны.

Проблеме вычисления тепловой энергии, приходящейся на одно деление каждого изотопа, было посвящено немалое количество работ [5–8]. Воспользуемся данными из публикации [5], которые представлены в таблице табл. 2.1.

Таблица 2.1 — Среднее энерговыделение изотопов

Isotope	$\bar{E}_f, \frac{\text{МэВ}}{\text{деление}}$
^{235}U	201.92 ± 0.46
^{238}U	205.52 ± 0.96
^{239}Pu	209.99 ± 0.6
^{241}Pu	213.6 ± 0.65

Для последующего расчёта и учёта эффекта выгорания топлива в течение кампании полученные энерговыделения необходимо связать с соответствующими долями деления нуклидов:

$$\bar{E}_f = \sum_i \alpha_i E_f^i$$

где α_i - доли деления соответствующих нуклидов. Погрешности в расчёте вносимые тепловой энергией, приходящейся на одно деление, включая погрешности от α_i , принимаются равными $\sigma_{E_f} \approx 0.3\%$ [5].

2.3 СРЕДНЕЕ СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА НА ОДНО ДЕЛЕНИЕ

Среднее сечение реакции обратного бета-распада на одно деление для основных изотопов, учитываемое при расчёте ожидаемого количества регистрируемых антинейтрино, имеет сильную зависимость от модели спектров реакторных антинейтрино.

Существует две отличающиеся группы моделей спектров:

1. Модели суммирования:

Расчёт кумулятивных спектров производится полностью теоретически с использованием ядерных баз данных. Производится суммирование всех продуктов деления основных изотопов в активной зоне реактора [9].

2. Модели конверсии:

Расчёт спектров антинейтрино проводится на основе данных Института Лауэ-Ланжевена (ILL) [10–12], в которых измерялись β -спектры трёх изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , недостающий изотоп ^{238}U рассчитывается вручную с учётом β -спектров всех его продуктов деления. Полученные экспериментально спектры переводятся в антинейтринные спектры [13].

Полученные спектры дальше связываются с сечением реакции и составными долями реакторного топлива по аналогии с [разд. 2.2](#):

$$\bar{\sigma}_f = \sum_i \alpha_i \int \sigma(E_\nu) f_i(E_\nu) dE_\nu$$

где $\sigma(E_\nu)$ - сечение взаимодействия нейтрино с протоном, $f(E_\nu)$ - спектр антинейтрино, приходящийся на одно деление.

На сегодня, имеющиеся экспериментальные данные нейтринных детекторов лучше описываются в рамках моделей конверсии. В данной работе используются полученные методом конверсии значения Курчатовской модели спектров реакторных антинейтрино [14], которые приведены в [табл. 2.2](#).

Таблица 2.2 — Среднее сечение реакции ОБР для учитываемых изотопов

Isotope	$\bar{\sigma}_i, 10^{-43} \frac{\text{cm}^2}{\text{fission}}$
^{235}U	6.27 ± 0.13
^{238}U	9.34 ± 0.47
^{239}Pu	4.33 ± 0.11
^{241}Pu	6.01 ± 0.13

Итоговая погрешность определения сечения реакции с учётом делящихся изотопов:

$$\bar{\sigma}_{\sigma_f} = \frac{\delta \bar{\sigma}_i}{\bar{\sigma}_i} = \frac{\sqrt{\sum_i (\alpha_i \cdot \delta \sigma_i)^2}}{\sum_i \alpha_i \cdot \sigma_i}$$

Полученная погрешность составляет $\bar{\sigma}_{\sigma_f} \approx 1.5\%$.

На [рис. 2.2](#) показаны значения долей деления α_i третьего энергоблока

Калининской АЭС на протяжении одной топливной кампании. Продолжительность кампании составила 510 эффективных суток.

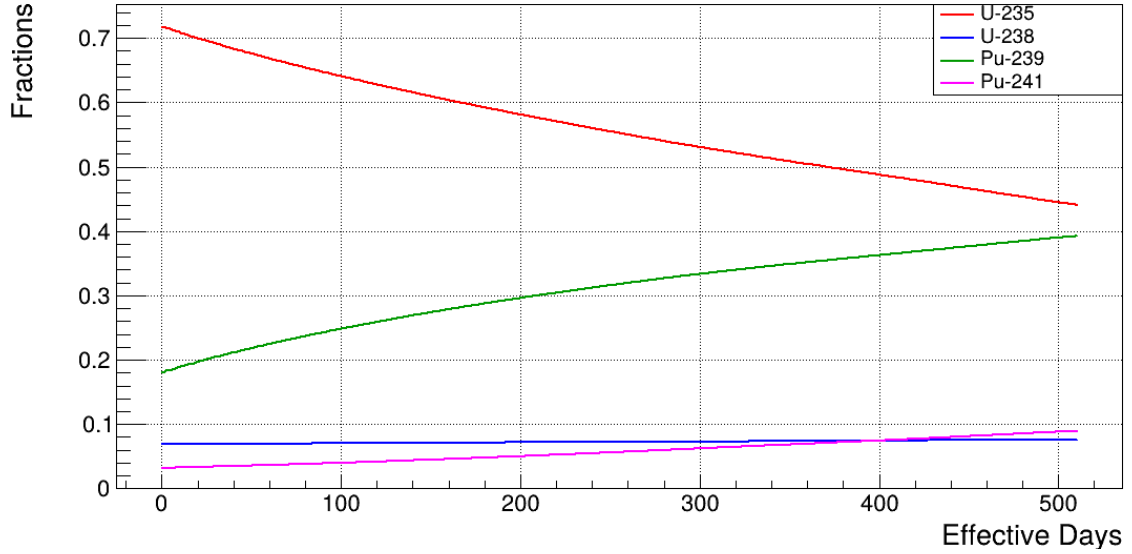


Рисунок 2.2 — Доли делений в течении топливной кампании

2.4 ОЖИДАЕМАЯ СРЕДНЕСУТОЧНАЯ СКОРОСТЬ СЧЁТА

Теперь, на основании формулы (2.1) можно рассчитать ожидаемое количество зарегистрированных антинейтринных событий с учётом данных по тепловой мощности P_{th} и долям деления α_i , предоставленных персоналом Калининской АЭС.

При оценке погрешности расчёта использовались данные работы [15]. Для простоты расчёта будем считать все погрешности, приведённые выше, не зависящими друг от друга, тогда общая погрешность теоретического расчёта:

$$\sigma_{R_\nu} = \sqrt{\sigma_{P_{th}}^2 + \sigma_{E_f}^2 + \sigma_{\sigma_f}^2 + \sigma_\epsilon^2 + \sigma_L^2} \approx 5.2\%$$

На рис. 2.3 представлены графики ожидаемой среднесуточной скорости счета антинейтрино детектором iDREAM с порога на энергию позитрона 3 МэВ (сверху) и тепловой мощности реактора (МВт) по данным служб КАЭС (снизу). Исследуемый промежуток охватывает периоды окончания 13 топливной кампании 3-го энергоблока Калининской АЭС, перегрузки топлива и начала

14 топливной кампании. Как видно из рисунка, скорость счета антинейтрино падает в течение топливной кампании в связи с выгоранием топлива, хотя тепловая мощность оставалась практически постоянной.

Ожидаемая среднесуточная скорость счета с порога на энергию позитрона 3 МэВ равна $\bar{R}_\nu = 1530 \pm 80$ сутки⁻¹.

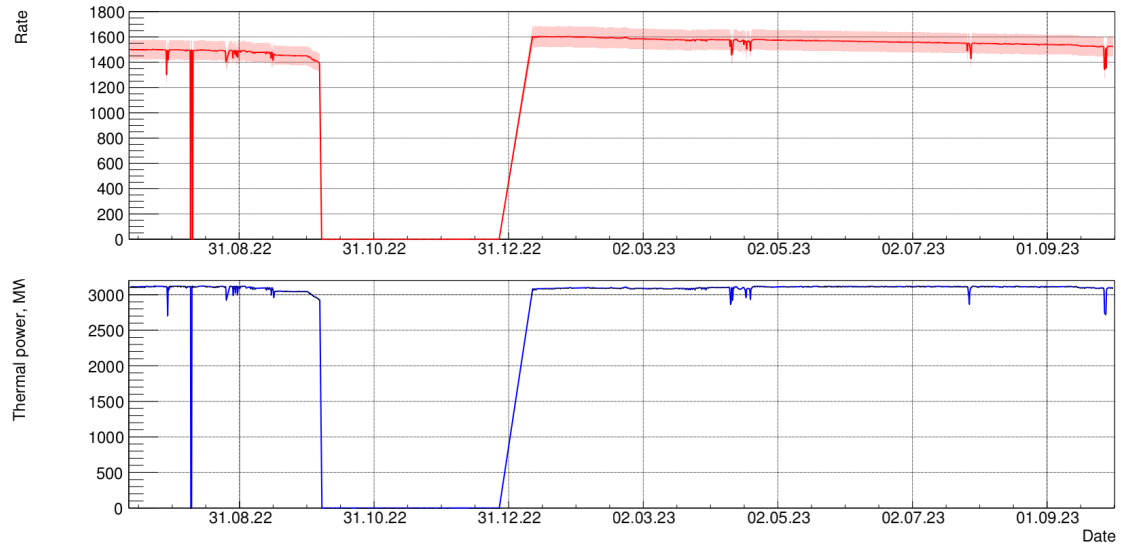


Рисунок 2.3 — Ожидаемая среднесуточная скорость счёта детектора iDREAM в сравнении с тепловой мощностью энергоблока №3 Калининской АЭС

3 СИГНАЛ АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

Для проверки корректности алгоритма, отбирающего кандидаты антинейтрино в "оффлайн" анализе данных среди всех зарегистрированных событий, был произведён анализ данных за 10 живых суток набора статистики детектором iDREAM. Как уже отмечалось в [разд. 1.2.1](#), в ходе анализа отбираются пары событий, первое из которых соответствует потере кинетической энергии позитрона и γ -квантам, испускаемым при его аннигиляции, а второе – захвату нейтрона ядром гадолиния. В отличие от данных с источником быстрых нейтронов ^{252}Cf , при поиске кандидатов на задержанный сигнал от нейтрона мы не отбираем события, соответствующие захвату на водороде, по причине высокой загрузки iDREAM в области естественной радиоактивности (<5 МэВ).

Таким образом, критериями отбора кандидатов являются:

- $E_{prompt} = [3 \div 8]$ МэВ;
- $E_{delayed} = [5 \div 10]$ МэВ;
- Время между мгновенным и задержанным сигналами $\Delta T_{12} = [2 \div 100]$ мкс;
- Перед мгновенным и после задержанного сигналов не было зарегистрировано ни одного другого сигнала во временном промежутке равным 100 мкс.

Схема отбора кандидатов на сигнал антинейтрино приведена на [рис. 3.1](#).

Используя приведённые выше критерии, были получены спектры энергетические спектры мгновенного и задержанного событий и временной спектр, которые представлены на [рис. 3.2](#).

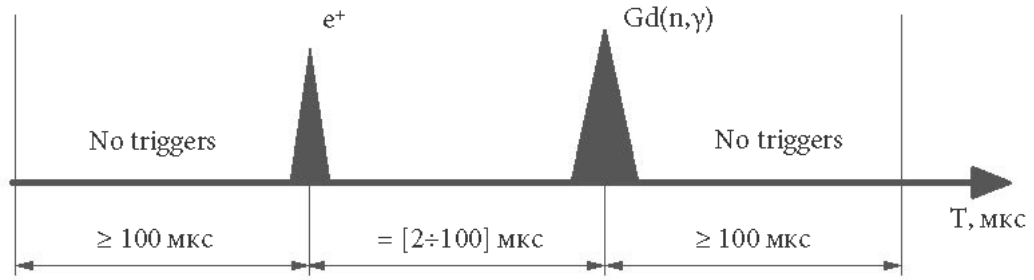
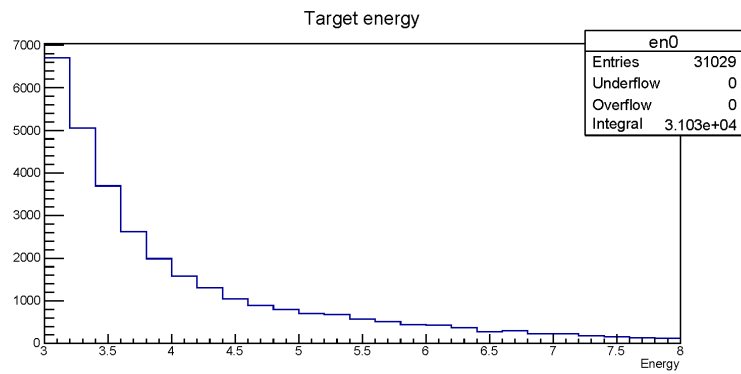
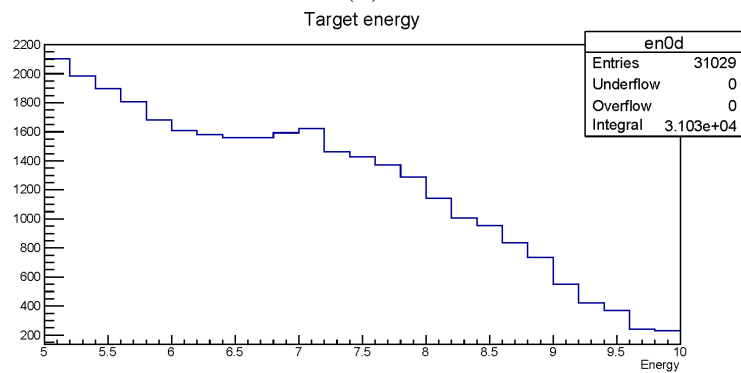


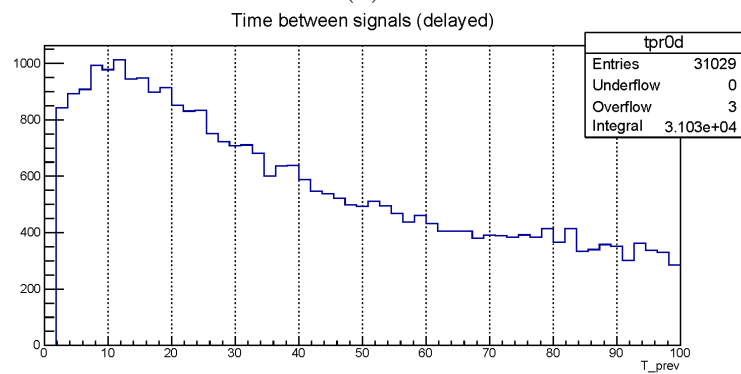
Рисунок 3.1 — Схема отбора кандидатов антинейтрино



(а)



(б)



(в)

Рисунок 3.2 — Спектры кандидатов: (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

3.1 СИГНАЛ АНТИНЕЙТРИНО ДЕТЕКТОРОМ IDREAM С УЧЁТОМ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

Порог энергии для мгновенного сигнала определяется тем, что при энергиях ниже 3 МэВ резко возрастает фон для регистрируемых событий.

По тем же причинам для регистрации задержанного сигнала выбирается диапазон энергий, соответствующий захвату нейтронов на гадолинии, пик которого наблюдается вблизи 8 МэВ.

Из-за высокого уровня случайного фона, как было указано выше, было решено ограничить временное окно для регистрации задержанного сигнала до 100 мкс. Это решение отсекает, приблизительно, 5% антинейтринных событий, но позволяет снизить влияние случайного фона в несколько раз. Ограничение временного окна от 2 мкс устанавливается для отсека коррелированного шума электроники.

3.1.1 СЛУЧАЙНЫЙ ФОН

Средняя скорость счёта детектора iDREAM с порога ~ 1.5 МэВ составляет ~ 1 кГц, что приводит к высокому уровню случайного фона.

Случайный фон представляет собой случайное наложение друг на друга двух сигналов, имитирующих реакцию ОБР, но некоррелированных между собой.

Основным источником случайного фона является радиоактивность окружающей среды, включающая в себя как естественные источники, например, изотопы урана и тория в бетонных конструкциях энергоблока, так и радиоактивность сцинтиллятора и конструкционных материалов самого детектора. Энергетическая область естественной радиоактивности простирается вплоть до 5 МэВ.

Для определения в ходе оффлайн-анализа данных числа случайных наложений от каждого зарегистрированного события производится отступ вперед на время, превышающее временное окно для регистрации задержанного сигнала, в данной работе на 500 мкс, и открывается временное окно длительностью 100 мкс для поиска случайного кандидата с теми же критериями. Схема отбора случайного фона приведена на [рис. 3.3](#). Согласно этим критериям отбора

случайных наложений были получены спектры, приведённые на [рис. 3.4](#).

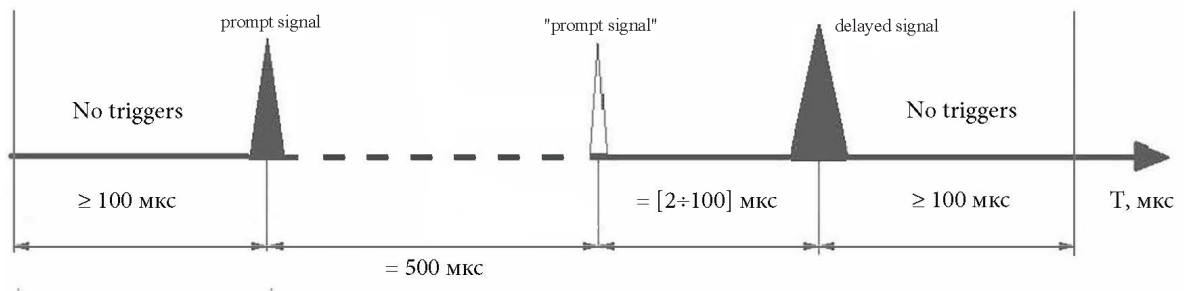
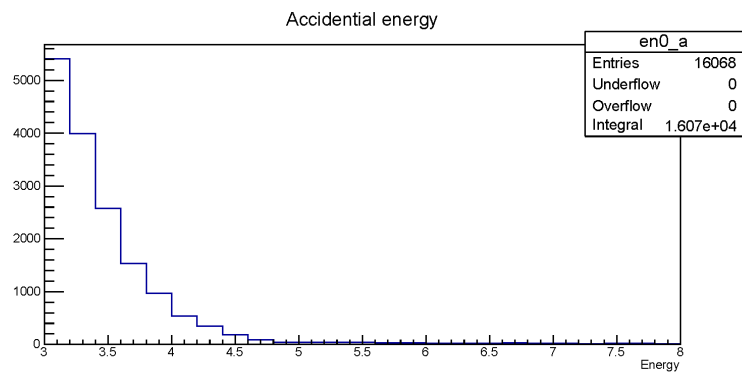
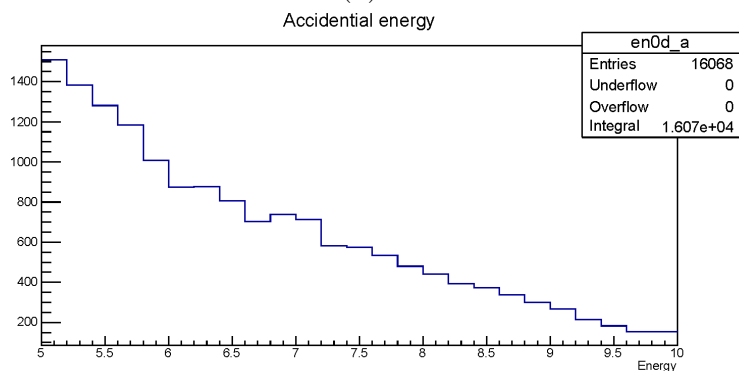


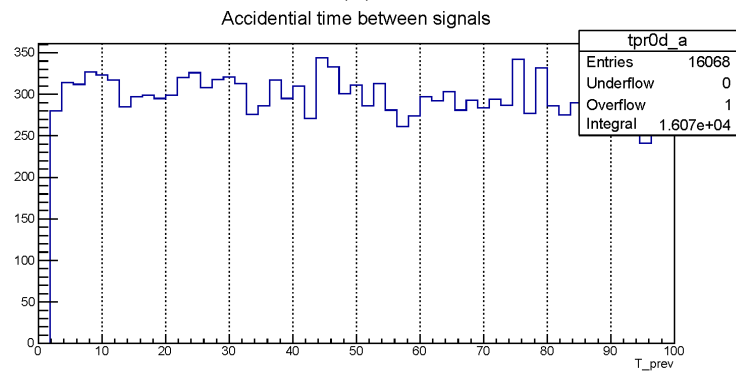
Рисунок 3.3 — Схема отбора случайный совпадений



(а)



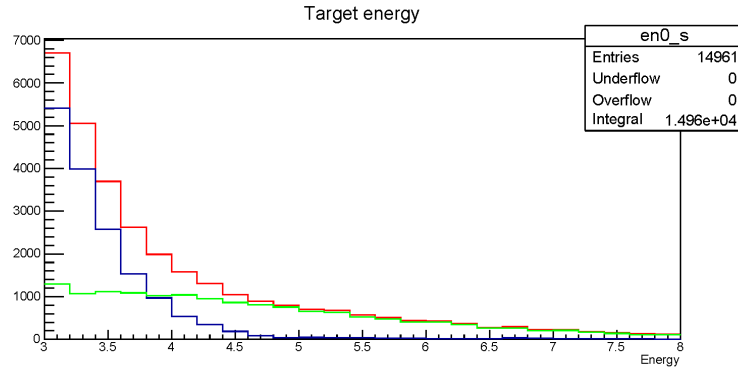
(б)



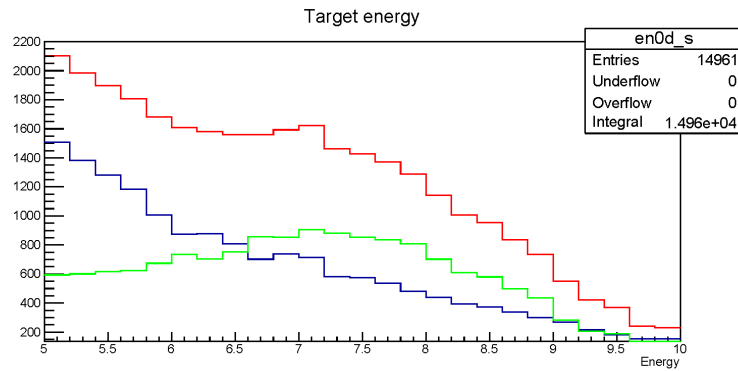
(в)

Рисунок 3.4 — Спектры кандидатов фона: (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

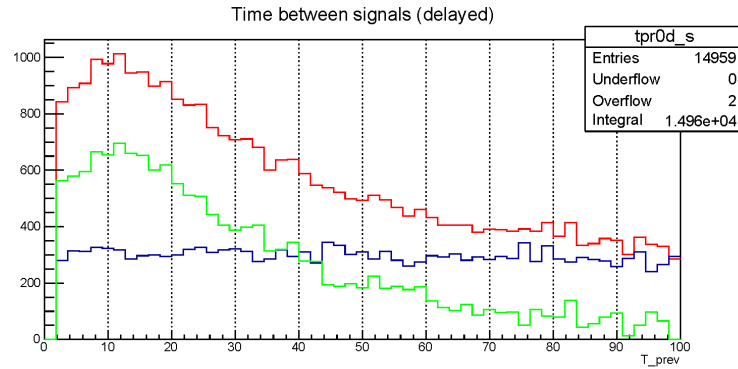
Разница этих спектров показана на [рис. 3.5](#). Красная линия - кандидаты, синяя - случайные наложения, зелёный - разница.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 3.5 — Спектры кандидатов фона: (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

3.1.2 КОРРЕЛИРОВАННЫЙ ФОН

Коррелированный фон представляет собой уже реальную скоррелированную пару событий, имитирующих сигнатуру обратного бета-распада. Хотя его вклад в общее число событий гораздо меньше, чем вклад случайного фона, его вычисление также важно для корректного выделения спектров антинейтрино-

ных событий и определения их скорости счёта детектором.

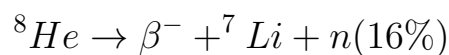
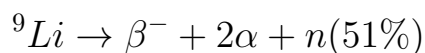
Источники коррелированного фона носят, в основном, космогенный характер. Например, быстрые нейтроны, появляющиеся при столкновении атмосферных мюонов с ядрами вещества бетонных стен и конструкционных материалов детектора и защиты. Основные источники возникновения коррелированного фона:

- Остановки мюонов:

Останавливающиеся в детекторе μ^- , как правило, захватываются на орбиту ядра, образуя мезоатом, после чего распадаются со временем, соответствующим времени жизни мюона в вакууме 2.2 мкс. Распад мюона происходит по схеме $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$, так что образующийся при распаде электрон (позитрон) регистрируется детектором. Захват мюона может имитировать мгновенный сигнал при энергиях $E_1 = (3 \div 8)$ МэВ, а электрон (позитрон), образовавшийся при распаде отрицательного (положительного) мюона при энергиях $E_2 = (5 \div 10)$ МэВ, может имитировать задержанный сигнал.

- Космогенные радионуклиды ${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$:

Хоть можно достаточно легко исключить влияние атмосферных мюонов на количество антинейтринных событий, введя задержку на сбор данных после регистрирования мюона, они всё ещё представляют опасность, т.к. при взаимодействии с углеродом могут образовывать радиоактивные изотопы, бета-распад которых может наложиться на захват нейтрона в реакции ОБР, наибольшее влияние оказывают ${}^9\text{Li}, {}^8\text{He}$. Радионуклиды, распадающиеся через β -распад, представляют опасность из-за возможности случайного наложения на событие захвата нейтрона, так что пара таких событий будет имитировать реакцию обратного бета-распада. Еще большую опасность представляют изотопы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, β -распады которых могут сопровождаться испусканием нейтрона, что непосредственно имитирует реакцию ОБР. Схемы и вероятности распада ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ представлены ниже:



Эти два изотопа имеют слишком большие времена жизни равные 257.2

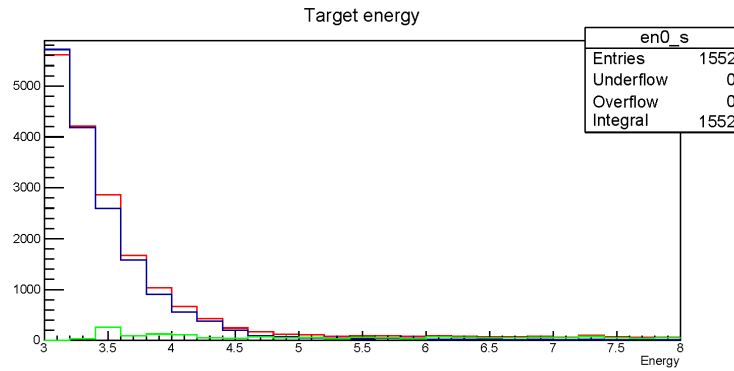
мс и 171.8 мс соответственно, что закрывает возможность использования мертвого времени активной защиты для подавления этого источника фона. В качестве оценки вклада этого источника в общий коррелированный фон используются данные Nucifer collaboration в силу схожих конструктивных особенностей детектора. Они провели оценку влияния фона космогенных ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$ на основе данных эксперимента Double Chooz. В ходе работы не было точно зарегистрировано количество событий со вкладом ${}^9\text{Li}$, в следствии чего, были отмасштабированы значения для детектора Double Chooz и получен верхний предел для событий ${}^9\text{Li} + {}^8\text{He} = 12$ событий/день [16].

- Быстрые космогенные нейтроны и космические мюоны: Быстрые нейтроны от взаимодействий мюонов космических лучей образуются в результате следующих процессов:
 - Взаимодействие мюонов с ядрами через виртуальный фотон, что приводит к распаду ядер. Этот процесс обычно называют «расщеплением» (от англ. spallation) и он является основным источником теоретической неопределенности при моделировании.
 - Упругое рассеяние мюонов с нейтронами, связанными в ядрах.
 - Фотоядерные реакции, связанные с электромагнитными ливнями, образованными мюонами.
 - Образование вторичных нейтронов после любого из упомянутых процессов.

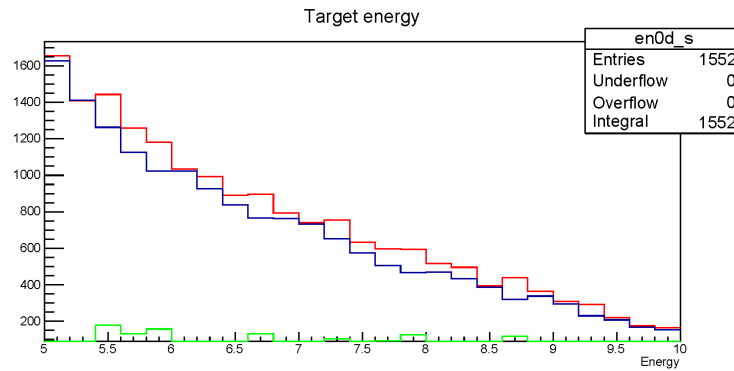
Нейтроны также могут рождаться от мюонов, которые останавливаются и захватываются в веществе, что приводит к образованию высоковозбужденных изотопов, испускающих один или несколько нейтронов, такие процессы достаточно хорошо изучены. Образовавшиеся в мишени детектора iDREAM нейтроны замедляются и захватываются растворенным в ней гадолинием. Стоит отметить, что замедление нейтронов происходит в результате соударений с протонами в жидком сцинтилляторе, так что отдача протона дает импульс, который по энергии может имитировать мгновенный сигнал. Вместе с тем, захват нейтрона будет давать задержанный сигнал, что в итоге даст имитацию сигнатуры реакции ОБР.

Для учёта вклада этого фона были использованы те же критерии отбора на данных собранных в период при выключенном реакторе (R_OFF). Общие

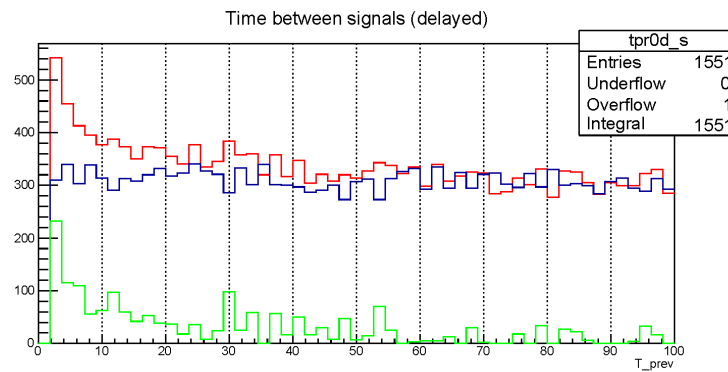
спектры с учётом случайных наложений приведены на [рис. 3.6](#).



(a)



(б)



(в)

Рисунок 3.6 — Спектры кандидатов фона: (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

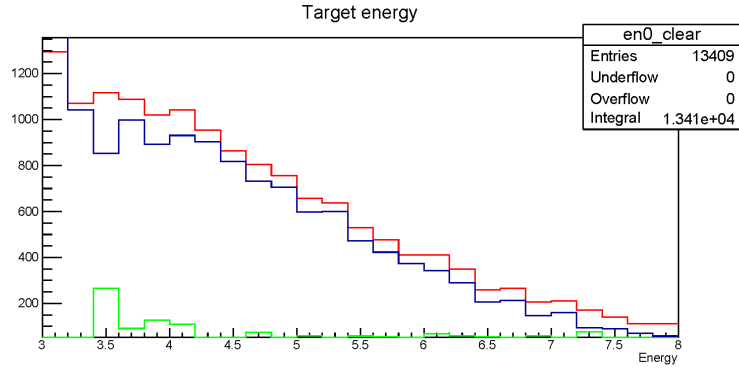
3.1.3 СИГНАЛ АНТИНЕЙТРИНО

На [рис. 3.7](#) представлены энергетические и временной спектры iDREAM, соответствующие сигналу антинейтрино после учета случайного и коррелированного фонов. Красная линия соответствует периоду R_ON, зелёная - периоду R_OFF, синяя - разница.

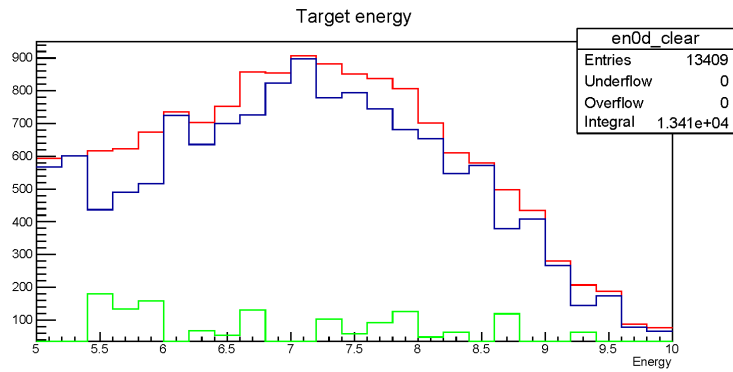
С учётом мертвого времени детектора была получена средняя скорость

счёта детектора:

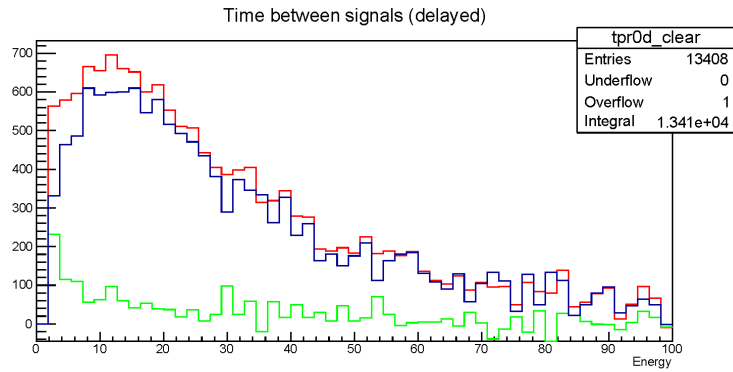
$$R_\nu = 1602 \pm 87 \text{ сутки}^{-1}$$



(а)



(б)



(в)

Рисунок 3.7 — Спектры кандидатов на взаимодействия антинейтрино: (а) - спектр мгновенных сигналов, (б) - спектр задержанных сигналов, (в) - временной спектр

3.2 СКОРОСТЬ СЧЁТА АНТИНЕЙТРИНО В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

Описанная выше методика была применена для определения скорости счёта антинейтринных событий на протяжении топливной кампании энергоблока №3 КАЭС. В связи с выгоранием ^{235}U и наработкой ^{239}Pu ожидается снижение потока антинейтрино из АЗ реактора, как отмечалось в [разд. 2.4](#). На [рис. 3.8](#) представлены среднесуточная скорость счета антинейтрино (сверху) и мощность реактора (снизу) на момент начала и конца топливной кампании АЭС.

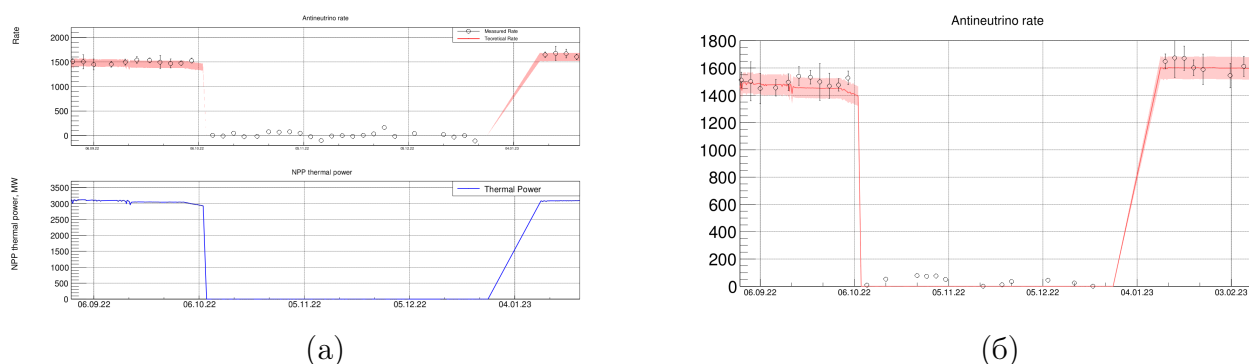


Рисунок 3.8 — Изменение скорости счёта в связи с перегрузкой топлива

На [рис. 3.9](#) показана скорость счёта реакторных антинейтрино детектором iDREAM в период до и после остановки реактора на планово-предупредительный ремонт. Промежуток 08.10.2022 – 27.12.2022 соответствует режиму работы при выключенном реакторе, в данный период набиралась статистика для определения уровня коррелированного фона детектора, количество событий в этот промежуток равно нулю, т.к. на графике указано количество событий с вычетом случайного и коррелированного фонов.

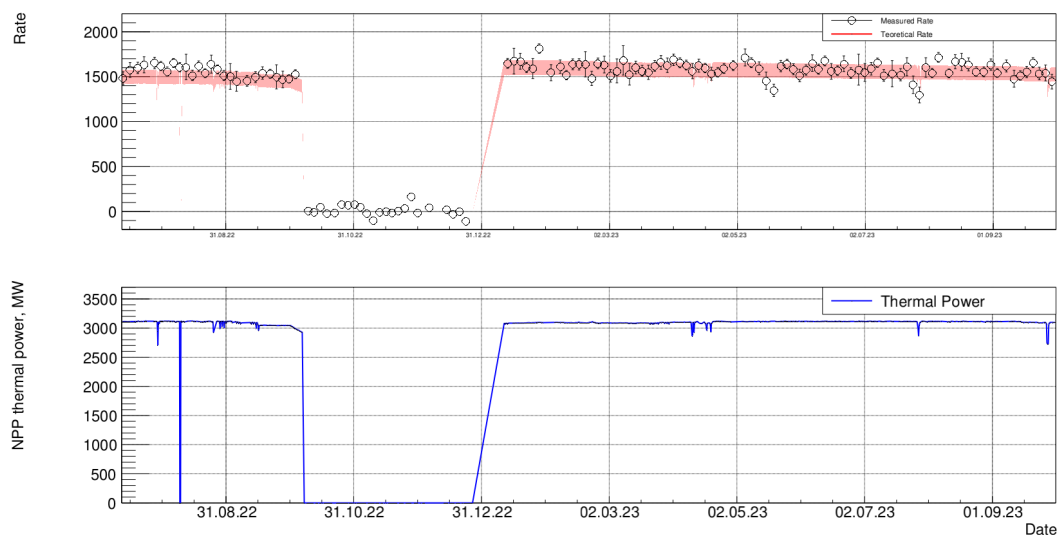


Рисунок 3.9 — Скорость счёта реакторных антинейтрино детектором iDREAM в соответствии с тепловой мощностью АЭС

По полученным данным также можно определить соотношение между скоростью счёта антинейтрино детектором iDREAM и изотопным составом топлива на протяжении топливной кампании реактора. Для этого данные iDREAM были разбиты на пять периодов, согласно таблице [табл. 3.1](#).

Таблица 3.1 — Периоды набора данных детектором iDREAM

Период	Дата начала	Дата окончания	Время набора данных, сут.	Доли по периодам			
				^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
2	13.07.2022	07.10.2022	62	0.474	0.075	0.369	0.079
3	11.01.2023	22.03.2023	57.1	0.677	0.069	0.218	0.035
4	23.03.2023	23.06.2023	70.1	0.624	0.070	0.262	0.042
5	24.06.2023	21.07.2023	20.2	0.589	0.071	0.289	0.048
6	22.07.2023	29.09.2023	50.8	0.563	0.072	0.308	0.054

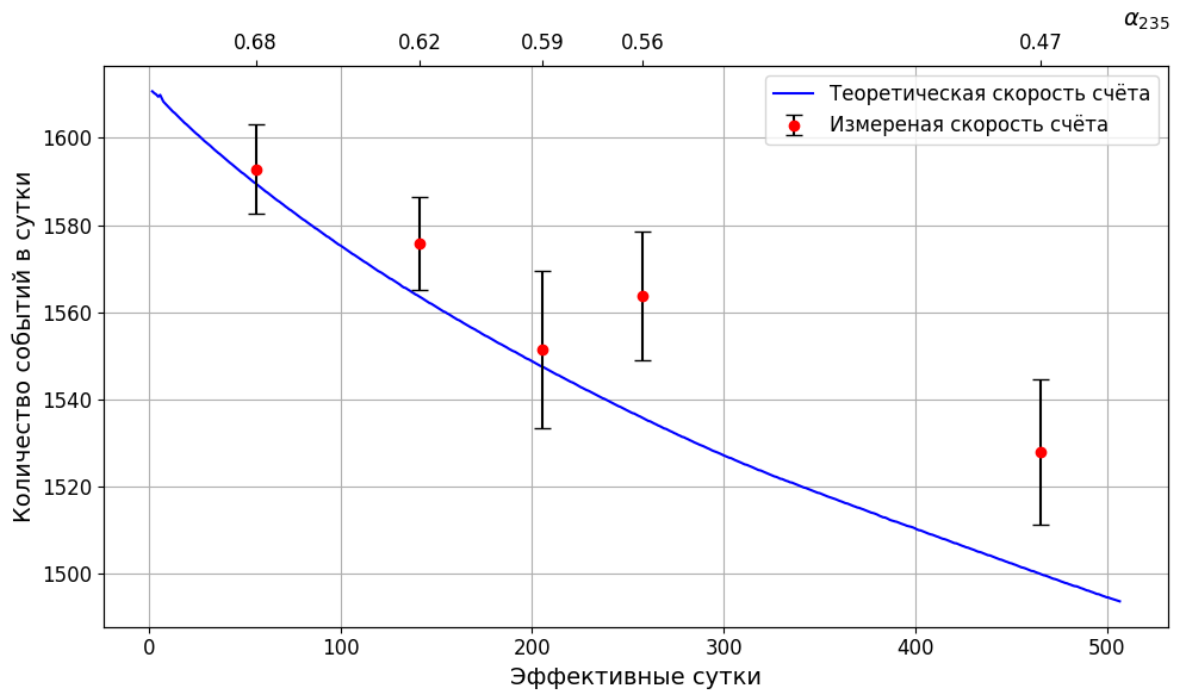


Рисунок 3.10 — Количество реакторных антинейтрино в соответствии с долей ^{235}U

На рис. 3.10 показано соответствие между ожидаемой скоростью счёта детектора iDREAM (синяя кривая) и зарегистрированным количеством событий на протяжении топливной кампании в эфф. сутках, для пяти периодов сбора данных. По верхней оси X показаны усредненные за соответствующие периоды доли ^{235}U . Как следует из рисунка, изменение среднесуточной скорости счёта антинейтрино, обусловленное выгоранием ядерного топлива, составляет $(4+/-1)\%$ при пороге на энергию позитрона 3 МэВ и находится в согласии с ожидаемой величиной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения данной магистерской диссертации были получены следующие основные результаты:

- В рамках исследований геометрической неоднородности светособирания нейтринного детектора iDREAM показано, что наилучшая неоднородность на уровне $(-5\%, -1\%)$, которая достигается при удалении 100 л Gd-ЖОС из-под мембраны мишени.
- Рассчитана ожидаемая среднесуточная скорость счёта антинейтрино детектором iDREAM с порога на энергию позитрона 3 МэВ, без учета выгорания топлива, которая составляет $\bar{R}_\nu = 1530 \pm 80$ сутки⁻¹.
- Получены энергетические спектры мгновенных и задержанных сигналов, соответствующих взаимодействиям реакторных антинейтрино в реакции обратного бета-распада на протоне в детекторе iDREAM, с учетом случайного и коррелированного фонов детектора.
- Показано, что изменение среднесуточной скорости счета антинейтрино, обусловленное выгоранием ядерного топлива, составляет $(4+/-1)\%$ при пороге на энергию позитрона 3 МэВ и находится в согласии с ожидаемой величиной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Боровой А. А., Микаэлян Л. А.* Возможности практического использования нейтрино // Атомная энергия. — 1978. — Т. 44, № 6. — С. 508–511.
2. Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом / Ю. В. Климов [и др.] // Атомная энергия. — 1994. — Т. 76, № 2. — С. 130–135.
3. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.] // JINST. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P09001. — arXiv: [2112.09372 \[physics.ins-det\]](#).
4. *Martin R., Knauer J., Balo P.* Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources // Applied Radiation and Isotopes. — 2000. — Vol. 53, no. 4. — P. 785–792.
5. *Kopeikin V., Mikaelyan L., Sinev V.* Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy // Phys. Atom. Nucl. — 2004. — Vol. 67. — P. 1892–1899. — arXiv: [hep-ph/0410100](#).
6. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission / X. B. Ma [et al.] // Physical Review C. — 2013. — Vol. 88, no. 1.
7. *Huber P., Schwetz T.* Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70. — P. 053011. — arXiv: [hep-ph/0407026](#).
8. *James M. F.* Energy released in fission // J. Nucl. Energy. — 1969. — Vol. 23, no. 9. — P. 517–536.
9. Comprehensive revision of the summation method for the prediction of reactor ν^-e fluxes and spectra / L. Perissé [et al.] // Phys. Rev. C. — 2023. — Vol. 108, no. 5. — P. 055501. — arXiv: [2304.14992 \[nucl-ex\]](#).

10. DETERMINATION OF THE ANTI-NEUTRINO SPECTRUM FROM U-235 THERMAL NEUTRON FISSION PRODUCTS UP TO 9.5-MEV / K. Schreckenbach [et al.] // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 160. — P. 325–330.
11. Anti-neutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products / A. A. Hahn [et al.] // Phys. Lett. B. — 1989. — Vol. 218. — P. 365–368.
12. Re-publication of the data from the BILL magnetic spectrometer: The cumulative β spectra of the fission products of ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu / N. Haag [et al.]. — 2014. — arXiv: [1405.3501 \[nucl-ex\]](#).
13. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra / T. A. Mueller [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83. — P. 054615. — arXiv: [1101.2663 \[hep-ex\]](#).
14. *Kopeikin V., Skorokhvatov M., Titov O.* Reevaluating reactor antineutrino spectra with new measurements of the ratio between U235 and Pu239 β spectra // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, no. 7. — P. L071301. — arXiv: [2103.01684 \[nucl-ex\]](#).
15. Uncertainties in the anti-neutrino production at nuclear reactors / Z. Djurcic [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2009. — Vol. 36, no. 4. — P. 045002.
16. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector / G. Boireau [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93, no. 11. — P. 112006. — arXiv: [1509.05610 \[physics.ins-det\]](#).