

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«Исследование возможности применения
промышленного спектрометра нейтрино
iDREAM для оценки тепловой мощности
промышленного ядерного реактора»**

Выполнил студент
213м группы:
Ларин Дмитрий Андреевич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., с.н.с.
Чепурнов Александр Сергеевич

Допущен к защите
Зав. кафедрой ОЯФ
проф. Ишханов Б.С. _____

Москва
2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
1. Методы регистрации электронных антинейтрино	6
1.1. Реакция обратного бета-распада.....	8
1.1.1. Регистрация позитрона	11
1.1.2. Регистрация нейтрона	12
2. Нейтринный метод мониторинга	16
2.1 Реакторные антинейтрино как научный инструмент	16
2.2 Обзор экспериментов по реакторным антинейтрино	19
2.2.1 Эксперимент DANSS	22
2.2.2 Эксперимент NEOS	25
3. Детектор iDREAM – первый промышленный детектор для мониторинга атомных станций	27
3.1. Основной детектор	28
3.2. Защита от фонового излучения	29
3.2.1. Пассивная защита	29
3.2.2. Активная защита	30
3.3. Фоны, сопутствующие работе детектора в условиях АЭС	31
3.3.1 Фон от атмосферных мюонов	31
3.3.2. Поток нейтронов от реактора	34
3.3.3. Поток антинейтрино от бассейна с отработанным топливом.....	34
3.3.4. Естественная радиоактивность	35
4. Проблема измерения тепловой мощности промышленного ядерного реактора	37
4.1. Методы измерения тепловой мощности реактора ВВЭР-1000.....	41
4.1.1. Тепловая мощность реактора по потоку нейтронов.....	41
4.1.2. Тепловая мощность реактора по данным от АЭС	42
4.2. Измерение тепловой мощности реактора по потоку антинейтрино.....	45
4.3. Ожидаемая скорость счета антинейтринных событий в детекторе iDREAM и сравнение с другими экспериментами.....	48

4.3.1 iDREAM и его прототип, который сделали в Курчатовском Институте и испытали на Ровенской АЭС	48
ВЫВОДЫ.....	64
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	65
Список литературы	66

ВВЕДЕНИЕ

В 80х годах прошлого столетия Л.А. Микаэляном и А.А. Боровым была предложена методика дистанционной диагностики ядерных реакторов, используя антинейтрино, образующиеся в результате деления ядерного топлива[1]. Нейтринный метод мониторинга ядерных реакторов позволяет выполнять две важные задачи:

- контроль за наработкой оружейного плутония, образующегося в процессе работы реактора, и регистрация несанкционированных пусков/остановок реактора с целью его извлечения;
- учет времени наработки и выгорания ядерного топлива для оптимизации процесса работы реактора.

Разработка компактных детекторов реакторных антинейтрино, их размещение в технических помещениях на АЭС и работа в режиме “черного ящика” представляет большой интерес для МАГАТЭ с целью контроля за нераспространением ядерных материалов в мире[2].

Для размещения на территории атомной электростанции детектор должен удовлетворять ряду требований[3]:

- удовлетворять всем требованиям пожарной безопасности;
- обладать компактными размерами для удобной транспортировки на территорию АЭС и по зданию реакторного блока;
- иметь встроенную систему калибровки, позволяющую производить корректировку работы детектора дистанционно;
- иметь систему передачи данных в контрольный центр;
- обеспечивать автономную и бесперебойную работу на протяжении всей кампании реактора.

В настоящее время в НИИЯФ МГУ совместно с НИЦ «Курчатовский Институт» ведется разработка прототипа промышленного детектора реакторных антинейтрино iDREAM (**i**ndustrial **D**etector for **R**Eactor **A**ntineutrino

Monitoring). Опытный образец детектора создается с целью демонстрации применения нейтринного метода непосредственно в условиях АЭС с реакторами типа ВВЭР (водо-водяной энергетический реактор).

Детектор iDREAM разрабатывается для возможности определения тепловой мощности реактора АЭС в условиях работы в непосредственной близости от активной зоны реактора. Динамика скорости счета антинейтринных событий реакции обратного бета-распада (ОБР) в детекторе является инструментом оценки тепловой мощности реактора.

Большинство современных детекторов малого объема, разрабатываемые для регистрации потока антинейтрино от реактора, представляют собой сложные, дорогостоящие и уникальные в своем роде экспериментальные установки. Детектор iDREAM разрабатывается как компактный промышленный детектор малого объема с возможностью его включение в состав оборудования АЭС в качестве штатного прибора. Это позволит извлекать дополнительную информацию о внутриреакторных процессах и предоставлять ее сотрудникам АЭС, а также экспертам МАГАТЭ и научным коллективам.

1. Методы регистрации электронных антинейтрино

Нейтрино (антинейтрино) – фундаментальная частица в стандартной модели, масса которой близка к нулю. Нейтрино относятся к лептонам, однако в отличие от своих заряженных партнеров (электронов, мюонов и тау-лептонов) они не несут электрический заряд, тем самым не участвуют в электромагнитном взаимодействии. Будучи фермионом, нейтрино имеет полуцелый спин, участвует в слабом и гравитационном взаимодействиях. Нейтрино трех типов и их античастицы обладают невероятной проникающей способностью, так, например, длина свободного пробега нейтрино с энергией $E = 3 \div 10$ МэВ в воде составляет порядка 10^{18} метра. Нейтрино были предположены Вольфгангом Паули в 1930м году для спасения законов сохранения в реакции бета-распада[4] и модельно введены в теорию бета-распада Энрико Ферми в 1934 году[5]. С момента открытия этой частицы и по сей день ведется поиск возможностей использования их свойств в целях практического применения.

Выделяют следующие основные реакции взаимодействия антинейтрино с электронами и нуклонами атомных ядер.

- рассеяние антинейтрино на электроне: $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e' + e^{-'}$;
- рассеяние антинейтрино на ядре: $\bar{\nu}_e + A(Z, N) \rightarrow \bar{\nu}_e' + A(Z, N)'$;
- процессы с заряженными токами: $\bar{\nu}_e + A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^{+'}$.

В таблице 1 указаны реакции, которые успешно наблюдались в экспериментах с реакторными антинейтрино[6]:

Реакция	Сечение (10^{-44} см ² /дел)	Порог (МэВ)
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$	~ 63	1.8
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow e^+ + n + n$	~ 1.1	4.0
$\bar{\nu}_e + d \rightarrow \bar{\nu}_e + p + n$	~ 3.1	2.2
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e' + e^{-'}$	~ 0.4	0-6
$\bar{\nu}_e + A \rightarrow \bar{\nu}_e' + A'$	$\sim 9.2 \cdot N^2$	0

Табл.1 Каналы взаимодействия реакторных антинейтрино

Помимо указанных в таблице 1 способов регистрации реакторных антинейтрино существует еще один метод, предсказанный в 1974 году [7]. Это так называемое упругое когерентное рассеяние нейтрино (УКРН) на атомном ядре, происходящее по каналу нейтральных токов. До недавнего времени этот эффект экспериментально не наблюдался в силу крайне трудной регистрации ядер отдачи с низкой кинетической энергией. Сечение УКРН. на ядре с нулевым спином в пренебрежении радиационными поправками описывается формулой (1) [8]:

$$\frac{d\sigma}{dT}(E, T) = \frac{G_F^2}{2\pi} M \left[2 - \frac{2T}{E} + \left(\frac{T}{E}\right)^2 - \frac{MT}{E^2} \right] \frac{Q_W^2}{4} F^2(Q^2) \quad (1)$$

где E – энергия налетающего нейтрино, T – кинетическая энергия ядра отдачи, M – масса ядра, A – ядерный форм-фактор, Q_W – заряд слабого ядерного взаимодействия, G_F – постоянная Ферми. Условие когерентности: $Q \leq 1/R$, где R – радиус ядра, Q – переданный импульс. Данное условие хорошо выполняется для нейтрино с энергией меньше 50 МэВ при взаимодействии с ядрами средней массы.

Для регистрации подобных событий в НИЯУ МИФИ разрабатывается детектор RED-100[8]. Его задачей является экспериментальное наблюдение эффекта УКРН: регистрация ядер отдачи при взаимодействии с реакторными антинейтрино с энерговыделением в килоэлектронвольтовой области.

Детектор RED-100 будет располагаться на территории Калининской АЭС под одним из реакторов на расстоянии порядка 19 м от центра реактора. К дополнительным проектным возможностям детектора относятся:

- исследование неупругих взаимодействий нейтрино с тяжелыми ядрами;
- $(\bar{\nu}_e, e)$ рассеяние с малым энерговыделением;
- поиск позитронного безнейтринного бета-распада.

При подтверждении наблюдения УКРН и совпадения экспериментального и расчетного сечений этого процесса станет возможной разработка еще одного типа компактных детекторов для независимого мониторинга ядерных реакторов по нейтринному излучению с использованием эффекта УКРН. Это позволит производить дистанционный контроль состояния изотопного состава рабочей области реактора.

1.1. Реакция обратного бета-распада.

Регистрация потока антинейтрино, позволяющая измерить число ядер, испытавших деление и бета-распад в реакторе, для детектора iDREAM осуществляется путем захвата антинейтрино протонами мишени. Такой процесс называется реакцией обратного бета-распада (ОБР), в ходе которой образуются продукты, которые хорошо регистрируются сцинтиляционными детекторами. Рисунок 1 иллюстрирует процесс захвата антинейтрино с последующим образованием позитрона и нейтрона.

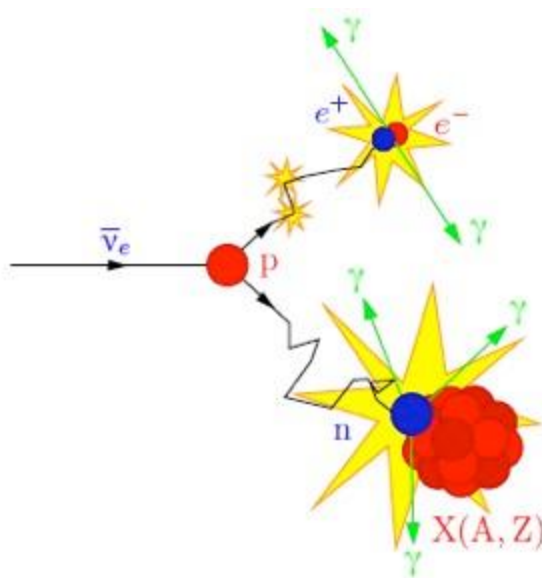


Рис.1 Схема реакции ОБР в среде, обогащенной гадолинием [9]

Поскольку сечение реакции ОБР при энергиях реакторных антинейтрино (до 10 МэВ) составляет $\sigma \sim 10^{-43} \text{ см}^2$ [10], то для эффективной регистрации вещество мишени должно содержать как можно большее количество протонов. Для удовлетворения данного требования наиболее подходящими являются жидкие органические сцинтилляторы (ЖОС), обладающие хорошей прозрачностью и состоящие из большого числа химических соединений водорода и углерода, а также имеющие большой световыход.

Рассматриваемая реакция является пороговой. Рассчитаем величину порога, рассмотрев законы сохранения в реакции ОБР:



Запишем закон сохранения импульса:

$$\vec{p}_{\bar{\nu}_e} + \vec{p}_p = \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_n \quad (3)$$

Большую часть времени $\vec{p}_p = 0$ (лабораторная система отсчета). Для закона сохранения энергии:

$$E_{\nu_e} + E_p = E_{e^+} + E_n \quad (4)$$

Пренебрегая отдачей нейтрона, которая составляет порядка 10 кэВ, рассчитаем пороговую энергию реакции:

$$E_{\nu_e} + m_p c^2 = E_{e^+} + m_n c^2 \quad (5)$$

$$E_{\nu_e} = E_{e^+} + (m_n - m_p) c^2 = E_{e^+} + \Delta \quad (6)$$

$$E_{e^+} = T_{e^+} + m_e c^2 \quad (7)$$

$$E_{\nu_e} = T_{e^+} + m_e c^2 + \Delta \quad (8)$$

$$\Delta \approx 1,293 \text{ МэВ} \quad (9)$$

$$m_e c^2 \approx 0,511 \text{ МэВ} \quad (10)$$

$$T_{e^+} = \Delta + m_e c^2 - E_{\nu_e} \quad (11)$$

$$T_{e^+} = 0 \rightarrow E_{\nu_e} = 1,804 \text{ МэВ} = E_{\text{пор.прибл.}} \quad (12)$$

$$E_{\text{пор.реал.}} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1,806 \text{ МэВ} \quad (13)$$

Тем самым мы получили, что для того, чтобы антинейтрино из реактора провзаимодействовало с протоном вещества мишени детектора, его энергия должна быть выше полученного порога.

Характерный спектр антинейтрино, вылетевших из реактора, имеет вид, представленный на рис.2:

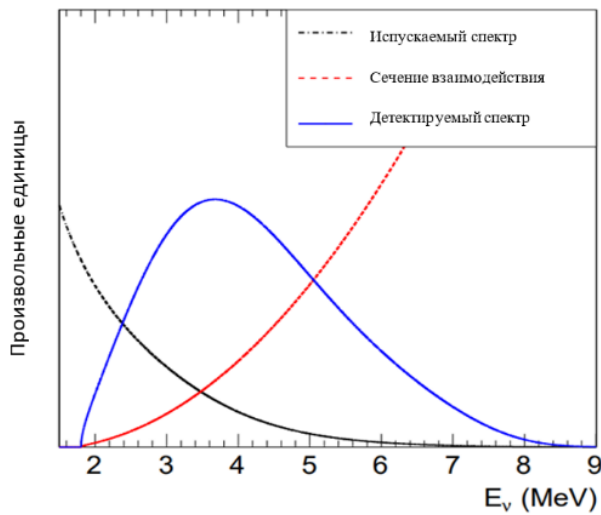


Рис.2 Характерный спектр антинейтрино, вылетевших из реактора для $^{235}_{92}\text{U}$ [11]

Спектр реакторных антинейтрино простирается до 10 МэВ. Нейтрино, имеющие энергию выше указанного порог, составляют 25% от общего количества реакторных антинейтрино.

1.1.1. Регистрация позитрона

Одним из продуктов реакции ОБР является позитрон. Характерное время жизни позитрона в органическом сцинтилляторе составляет $\sim 10^{-9}\text{с}$ [12]. По кинематическим соображениям практически вся энергия антинейтрино передается позитрону. После своего рождения позитрон начинает свое движение в среде, производя свет путем ионизации вещества сцинтиллятора, а также формируя излучение Вавилова-Черенкова и тормозное. В конечном итоге позитрон встречается с атомным электроном, что приводит к электрон-позитронной аннигиляции с образованием двух гамма-квантов с суммарной энергией 1.022 МэВ. Таким образом, суммарная энергия от взаимодействия позитрона с веществом сцинтиллятора $E_\gamma = E_e^{(0)} + 1.022\text{ МэВ}$, где $E_e^{(0)}$ энергия позитрона реакции (2)[13].

$$E_e^{(0)} = E_\nu - \Delta \quad (14)$$

где $\Delta = m_n - m_p$.



При аннигиляции позитрона с электроном могут образовываться два и более фотона. Наиболее вероятный процесс – двухфотонная аннигиляция. Если спины электрона и позитрона (равные $1/2$), направлены в противоположные стороны, т. е. их суммарный спин равен нулю, то в результате аннигиляции может образоваться лишь чётное число фотонов: запрет на образование нечётного числа фотонов связан с одним из законов сохранения, — законом сохранения так называемой зарядовой чётности.

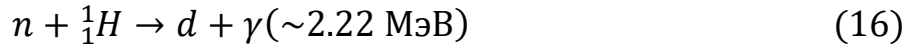
Образование большего числа фотонов, например, трех, приводит к непрерывному энергетическому распределению. Однако в связи с тем, что сечение трехфотонной аннигиляции мало, ею можно пренебречь (трехфотонная аннигиляция происходит примерно в 370 раз реже, чем двухфотонная)[14-15].

Сечение аннигиляции такого процесса обратно пропорционально скорости позитронов: $\sigma \sim 1/v$, поэтому позитроны, потеряв практически всю свою энергию на ионизацию атомов среды, аннигилируют с электроном при $v \approx 0$.

1.1.2. Регистрация нейтрона

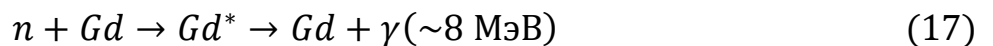
Вторым продуктом реакции ОБР является нейтрон. Значительная часть импульса антинейтрино передается именно ему, однако из-за его относительно большой массы энергия нейтрона оказывается очень маленькой – порядка десятка кэВ. Двигаясь в среде, нейтрон отдает свою энергию, постепенно замедляясь. При уменьшении энергии сечение взаимодействия нейтрона с ядрами среды быстро растет. За это время нейтрон проходит

расстояние порядка 1.7см [16]. После остывания до тепловых энергий нейтрон испытывает радиационный захват ядром водорода с последующим испусканием гамма-кванта с энергией 2.22 МэВ:



Среднее время жизни нейтрона в ЖОСе составляет порядка 200 мкс. Тем самым появляется возможность для разделения во времени сцинтилляционных сигналов от аннигиляции электрона и позитрона и испускание гамма-кванта с характерной энергией из реакции (16). Однако, в силу малости данной величины, гамма-квант попадает в область естественной фоновой радиоактивности, которая распространяется до 3 МэВ, что затрудняет выделение этого сигнала из шума. Для решения этой проблемы в состав ЖОС вводят специальные добавки с большим сечением захвата нейтронов, например, изотопы гадолиния:

- $E({}^{155}Gd) = 8.536 \text{ МэВ}, \sigma({}^{155}Gd) = 60900 \text{ бн}$
- $E({}^{157}Gd) = 7.937 \text{ МэВ}, \sigma({}^{157}Gd) = 254000 \text{ бн}$ [17]



После добавления данных примесей вероятность захвата нейтрона резко возрастает, при этом время жизни нейтрона в среде уменьшается до 30 мкс, что уменьшает окно для задержанных совпадений, тем самым дополнительно снижает вероятность попадания в это окно фоновых событий.

Таким образом, в результате реакции обратного бета-распада происходит регистрация позитрона (мгновенного события) и нейтрона (задержанного события). Спектр энергии позитрона зависит от энергии антинейтрино и размыт в диапазоне 1 ÷ 10 МэВ. После захвата ядром

гадолия нейтрона происходит испускание нескольких гамма-квантов с суммарной энергией порядка 8 МэВ, однако спектр этого процесса также лежит в диапазоне $4 \div 10$ МэВ из-за геометрии детектора, поскольку возможно «ускользание» гамма-квантов из эффективного объема мишени [18]. Таким образом, требования к компактности детектора и, как следствие, к уменьшению эффективного объема детектора приводят к дополнительной погрешности при регистрации продуктов реакции ОБР.

Следовательно, чтобы событие в детекторе являлось кандидатом на реакцию ОБР, ему необходимо удовлетворять следующим критериям[13]:

- Энергия первого события в интервале $0.7 \text{ МэВ} < E_1 < 12.2 \text{ МэВ}$;
- Энергия второго события в интервале $6.0 \text{ МэВ} < E_2 < 12.0 \text{ МэВ}$;
- Время между событиями $2 \text{ мкс} < t < 100 \text{ мкс}$. Нижнее ограничение для отсекающего коррелированного шума, второе связано со временем захвата нейтрона гадолинием ($\sim 30 \text{ мкс}$).

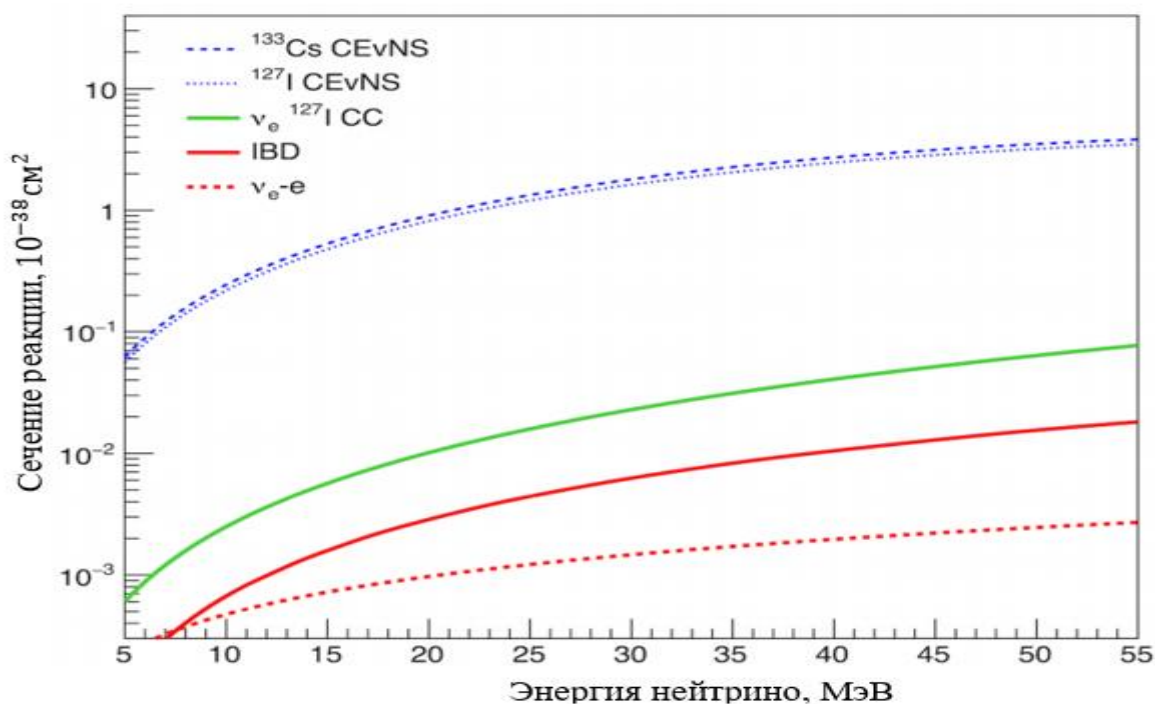


Рис. 3 Полное сечение для УКРН (синий). Показаны сечения взаимодействия заряженного тока (CC) с йодом (зеленый), обратного бета-распада (красный) и рассеяния нейтрино на электроны (пунктирный красный)[19].

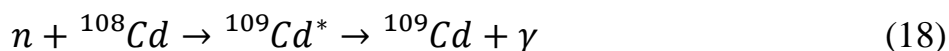
С ростом энергии антинейтрино растет сечение реакции. На рисунке 3 хорошо видно, что УКРН обеспечивает наибольшее сечение, доминирующее над любым взаимодействием заряженного тока для энергий нейтрино менее 55 МэВ. При энергии реакторных антинейтрино до 10 МэВ сечение ОБР на 2 порядка меньше сечения УКРН.

2. Нейтринный метод мониторинга

2.1 Реакторные антинейтрино как научный инструмент

Идея прямого детектирования нейтрино была предложена Бете и Пайерлсом[20] через т.н. реакцию обратного бета-распада. Первым экспериментальным подтверждением существования нейтрино является эксперимента Ф. Райнеса и К. Коуэна[21-22] на ядерном реакторе в период 1953-1956 годов. В результате деления ядерного топлива и последующего бета-распада нейтроноизбыточных осколков деления должны были образовываться электронные антинейтрино. При их взаимодействии с протонами рождались нейтроны и позитроны.

Аннигиляция позитронов с электронами давала вспышку 2х гамма-квантов с энергией 1.022 МэВ. Детектирование гамма квантов происходило путем помещения водородсодержащего сцинтиллятора в большой резервуар с водой. В ответ на взаимодействие вещества сцинтиллятора с гамма-лучами появлялись вспышки видимого света, которые попадали на фотоумножители. Нейтроны эффективно регистрировались за счет добавления хлорида кадмия в резервуар детектора. Кадмий является сильным нейтронным поглотителем и используется в управляющих стержнях ядерных реакторов [23]. После поглощения нейтрона, ^{108}Cd образует возбужденное состояние ^{109}Cd , который затем испускает гамма-квант с энергией 3-10 МэВ.



Эксперимент был построен таким образом, что гамма квант от кадмия регистрировался с задержкой $5 \cdot 10^{-6}$ секунды после регистрации двух фотонов от аннигиляции. Эта методика позволила увеличить достоверность опыта и легла в основу дальнейших экспериментов по регистрации

антинейтрино от реактора. Рисунок 4 наглядно иллюстрирует схему эксперимента, проведенного на реакторе в Хэнфорде (Вашингтон, США).

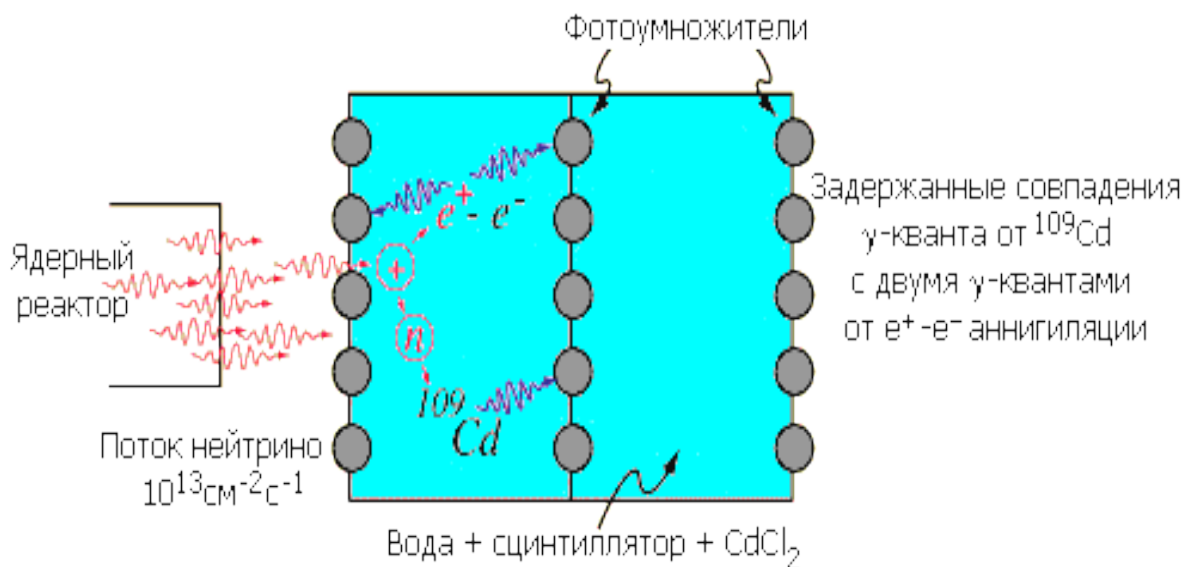


Рис.4 Схема эксперимента Ф. Райнеса и К. Коуэна [23]

В последнее время идет интенсивное развитие данной спектроскопии. Нейтринный метод позволяет осуществлять дистанционный контроль за параметрами активной зоны ядерного реактора. На сегодняшний день нейтрино являются как объектом, так и инструментом для исследований в ядерной физике, физике элементарных частиц и астрофизике. Рождаясь непосредственно внутри активной зоны реактора, нейтрино несут неискаженную информацию о процессах деления и выгорания ядерного топлива. Как было отмечено выше, идея удаленного (дистанционного) мониторинга и диагностики активности ядерного реактора и внутриреакторных процессов с помощью нейтринного метода была предложена сотрудниками Курчатовского института Л.А. Микаэляном и А.А. Боровым в 1975 году и была успешно подтверждена в ряде крупных экспериментов [24]. Помимо контроля за процессами внутри реактора данная методика может выполнять еще одну задачу – контроль несанкционированной наработки оружейного плутония. Тем самым можно выделить принципиальные возможности:

- 1) Непрерывный мониторинг работы реактора с возможностью определения остановки и запуска реактора в течение нескольких часов;
- 2) Контроль выгорания ядерного топлива в режиме реального времени с определением динамики изменения изотопного состава;
- 3) Оценка накопления изотопов плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{241}_{94}\text{Pu}$ в активной зоне реактора.

На рисунке 5 показан процесс изменения изотопного состава ядерного топлива в течение кампании реактора. Уменьшение концентрации ядер $^{235}_{92}\text{U}$ и увеличение количества изотопов плутония также поддается анализу и фиксируется детектором.

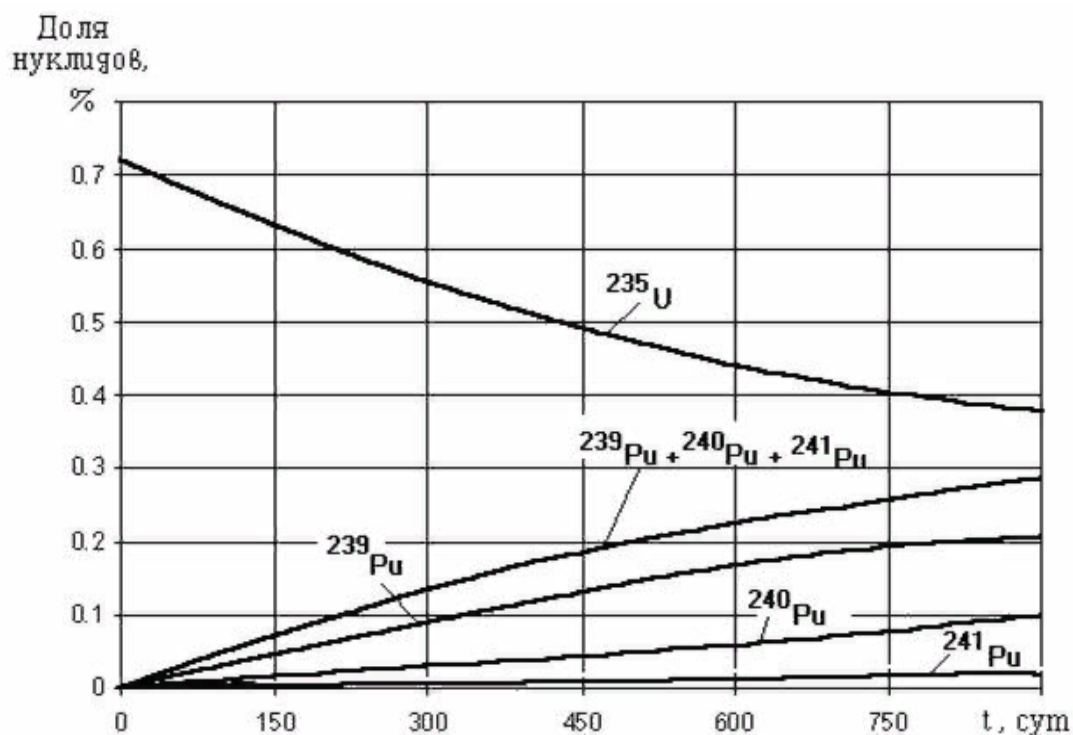


Рис.5 Выгорание ядер $^{235}_{92}\text{U}$ и накопление изотопов Pu в реакторе на естественном уране[25]

Важной особенностью этого метода является возможность его применения дистанционно, т.е. обеспечивая удаленную работу обслуживающим персоналом без нахождения в непосредственной близости к ядерному реактору. Как было сказано выше, нейтрино несут необходимую

информацию для анализа процессов внутри реактора, сохраняя ее вплоть до момента регистрации в детекторе как на территории самой атомной электростанции (АЭС), так и на достаточном удалении от нее.

Поскольку темпы наращивания производства атомной энергии непосредственно связано с проблемой нераспространения делящихся материалов, остаются вопросы доверия к развитию атомной отрасли в ряде стран, таких как Иран, Ирак, Индия, Пакистан, Израиль и Северная Корея. Тем самым необходимо исключить возможность производства и извлечения плутония без сообщения данной информации специалистам МАГАТЭ.

2.2 Обзор экспериментов по реакторным антинейтрино

Детектор iDREAM создается как опытный образец, задачей которого является экспериментальное подтверждение эффективности использования компактных промышленных детекторов для контроля параметров активной зоны ядерного реактора с целью извлечения дополнительной информации о внутриреакторных процессах[26]. Группой ученых ОИЯИ разработан детектор DANSS [27], речь о котором подробно пойдет ниже. За рубежом изучение реакторных антинейтрино также не остается без внимания, о чем свидетельствует большое количество ставящихся и проведенных экспериментов:

- 1) NUCIFER [28] – это компактный детектор на короткой базе (7.2 метра), проводящий измерения потока антинейтрино от реактора, работающего на тепловой мощности 70 МВт, для поиска стерильных нейтрино. Объем детектора составляет 0.85 м^3 . Скорость счета составила $281 \pm 7(\text{стат.}) \pm 18(\text{сист.})$ событий в день при расчетной величине 277 ± 23 событий в день.
- 2) Neos [29] (NEutrino Oscillation at Short baseline) – южнокорейский эксперимент по исследованию аномалии реакторных антинейтрино. Детектор с жидкосцинтилляционной мишенью на короткой базе, расположен на расстоянии 25 метров от реактора.

- 3) Stereo[30] (Search for **Sterile Reactor Neutrino Oscillations**) – эксперимент по поиску стерильных нейтрино в потоке реакторных антинейтрино, расположенный на реакторе в институте Лауэ-Ланжевена в Гренобле, Франция, работающего на тепловой мощности примерно 58,3 МВт.
- 4) Solid[31] – эксперимент на короткой базе по поиску реакторных аномалий, расположенный возле исследовательского реактора BR2 в Бельгии, работающего на тепловой мощности 60МВт.
- 5) Prospect[32] – эксперимент предназначен для точного измерения спектра антинейтрино из высокообогащенного уранового реактора и исследование стерильных нейтрино в электронном масштабе путем поиска нейтринных осцилляций на метровой базе. В PROSPECT используется сегментированный жидкий сцинтилляционный детектор, допированный литием для эффективного обнаружение реакторных антинейтрино посредством реакции обратного бета-распада и отличной фоновой дискриминации. Это подвижный 4-тонный детектор антинейтрино, охватывающий расстояния от 7 до 13 м от активной зоны реактора.
- 6) JUNO[33] - это нейтринный эксперимент, строящийся с целью определения иерархии масс нейтрино и измерения параметров их осцилляций. JUNO будет располагаться на относительно маленькой глубине, поэтому предполагается, что частота регистрации мюонов в центральной части детектора составит 3-4 мюона в секунду со средней энергией порядка 215 ГэВ, а в окружающем водяном буфере – 1-2 Гц. Водяной буфер будет представлять собой 35 кт очень чистой воды. Она будет содержаться в цилиндре, окружающем сферу центрального детектора. Погруженные в него 2000 20-дюймовые ФЭУ будут регистрировать Черенковское излучение. Также вода будет защищать детектор от гамма-квантов, которые образуются в окружающих породах. Такое вето будет эффективно регистрировать более чем 95% фона.

- 7) RENO[34] (**R**eactor **E**xperiment for **N**eutrino **O**scillation) – южнокорейский эксперимент на короткой базе для измерения параметра θ_{13} . Эксперимент представляет собой 2 идентичных детектора на расстояниях 294м и 1383м от реактора. Каждый детектор состоит из 16.5 тонн гадолинизированного жидкого сцинтиллятора на основе ЛАБ.
- 8) Double CHOOZ[35] – эксперимент по уточнению значения $\sin^2(\theta_{12})$, полученного в эксперименте CHOOZ. Идея основана на создании и использовании двух идентичных детекторов, расположенных на расстояниях 275м и 1050м от реакторов. Мишенью является жидкий сцинтиллятор с примесью гадолиния. Скорости счета ~ 600 и ~ 10 событий в день соответственно позволят наблюдать остановку любого из двух реакторов.
- 9) Daya Bay [36] – китайский эксперимент по изучению нейтринных осцилляций. Детектор состоит из жидкого органического сцинтиллятора с примесью гадолиния. Источником антинейтрино являются шесть атомных реакторов, работающих на тепловой мощности 3000МВт, располагающихся на расстояниях от 500 до 1800 метров от измерительного комплекса. Скорости счета событий реакции ОБР в день на этих расстояниях для 8-ми детекторов в трех залах составили:
- В первом экспериментальном зале: 657.18 ± 1.94 , 670.14 ± 1.95 ;
 - Во втором экспериментальном зале: 594.78 ± 1.46 , 590.81 ± 1.66 ;
 - В третьем экспериментальном зале: 73.90 ± 0.41 , 74.49 ± 0.41 , 73.58 ± 0.40 , 75.15 ± 0.49 .
- 10) Chandler [37] – компактный детектор для регистрации антинейтрино от реактора. Детектор выполнен в виде кубических ячеек $6 \times 6 \times 6$ см из сцинтиллятора. Из них собирается слой 16×16 кубических ячеек, которые в дальнейшем укладываются друг на друга. Слои разделены между собой тонкой прокладкой из сульфата цинка (ZnS) с

содержанием ${}^6\text{Li}$ для регистрации нейтрона от реакции обратного бета-распад $(n + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{He})$. Каждый слой просматривается 64 ФЭУ, что позволяет точно зарегистрировать место, в котором произошло взаимодействие антинейтрино с протоном. Компактные размеры детектора позволяют размещать его в кузове фургона и подъезжать на близкое расстояние к АЭС.

Детекторы на основе жидких сцинтилляторов можно поделить на 2 группы: промышленные детекторы (iDREAM и NUCIFER) и детекторы для фундаментальных исследований (Borexino, Kamiokande). К характерным особенностям можно отнести следующие факты:

1. Детекторы антинейтрино приспособлены для регистрации одного конкретного типа нейтрино от определенного источника. Так, например, от АЭС исходит поток электронных антинейтрино.
2. Детекторы располагают на глубине под землей либо под водными бассейнами для обеспечения защиты от фонового излучения. Также это обеспечивает защиту от естественных источников (анти)нейтрино на Земле.
3. В зависимости от типа детектора варьируются и размеры, что неизбежно сказывается на скорости счета регистрируемых событий.
4. Экранировка детектора выполняется в виде нескольких слоев для борьбы с внешним фоном, в частности для защиты от атмосферных мюонов.

2.2.1 Эксперимент DANSS

Эксперимент DANSS представляет собой компактный детектор для мониторинга параметров ядерного реактора и поиска стерильных нейтрино из анализа потока реакторных антинейтрино[38]. Чувствительный объем детектора является композицией пластин пластикового сцинтиллятора, что

является отличительной чертой от ряда других экспериментов с использованием жидких сцинтилляторов, являющихся горючими и в некоторой степени токсичными.

Рабочая зона детектора выполнена в форме куба, собранного из отдельных пластин твердого сцинтиллятор длиной 1 м и поперечным сечением 4×1 см. На каждую из пластин нанесено гадолинизированное покрытие для обеспечения радиационного захвата нейтронов. Один горизонтальный слой состоит из 25 пластин. Каждый последующий слой кладется сверху и повернут под углом 90 градусов. Медные рамы обеспечивают жесткость всей конструкции. Сам детектор состоит из 5 структурных единиц, каждая из которых выполнена из 20 последовательных слоев взаимно перпендикулярных пластин с общим объемом 1 м^3 . Экспериментальная установка размещена на подвижной платформе, позволяющей поднимать и опускать весь измерительный комплекс. Таким образом возможен съем данных на расстояниях 10,7 м, 11,7 м и 12,7 м от центра реактора. На рисунке 6 детектор в разрезе и показано устройство одной из функциональных ячеек.

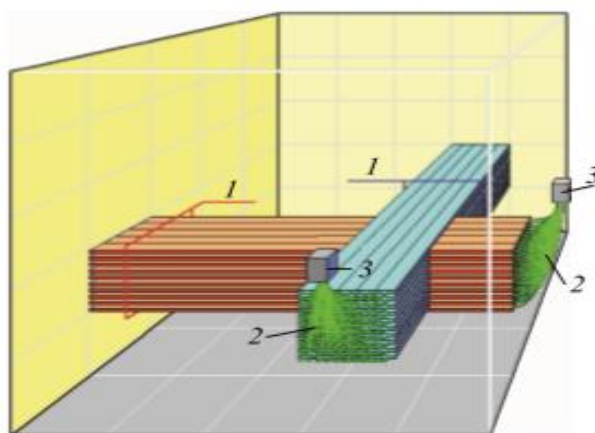


Рис.6 Схема устройства детектора: 1- стрипы одного модуля, 2 – спектросдвигающие волокна, 3 – фотоумножитель [38].

Система ВЕТО выполнена в виде нескольких пластин твердого сцинтиллятора. Светосбор осуществляется с боковых граней с помощью

оптических спектросмещающих волокон с выводом на фотоэлектронный умножитель. Всего в системе ВЕТО задействовано 40 ФЭУ. Подземное расположение и элементы конструкции АЭС (включая реактор) обеспечивают защиту, эквивалентную 50 метрам водной толщи.

В связи с работой детектора DANSS нельзя не упомянуть эксперимент Neutrino-4 [39] (Нейтрино-4) по поиску стерильных нейтрино на короткой базе в силу осцилляций потока антинейтрино от реактора в стерильное состояние. На рисунке 7 приведены сводные данные обоих экспериментов.

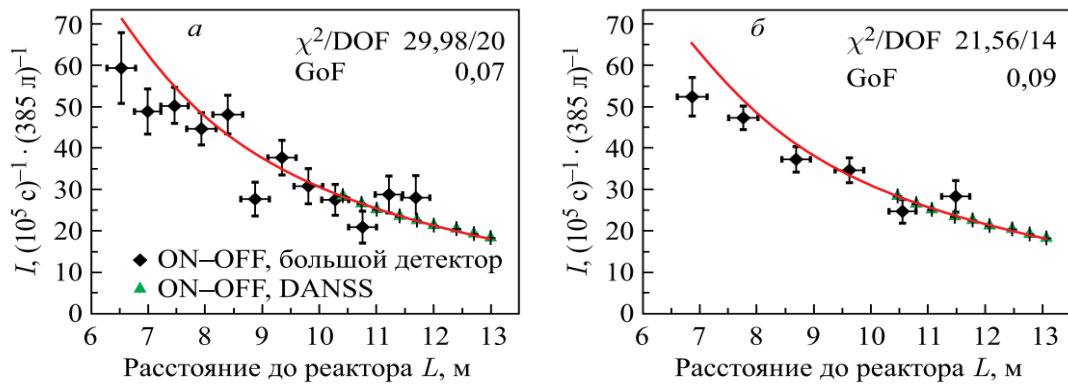


Рис. 7 а) Результаты объединения экспериментальных данных «Нейтрино-4» и DANSS для фитирования функцией A/L^2 . б) Те же экспериментальные данные «Нейтрино-4», но усредненные в диапазоне 1 м. [39].

На рисунке 7 важно отметить, что экспериментальные точки, полученные на детекторе DANSS, хорошо соотносятся с законом $1/L^2$. Поскольку детектор iDREAM будет располагаться под детектором DANSS, то это позволит получить еще одну экспериментальную точку для проверки зависимости $1/L^2$. В целях более точной проверки данной зависимости перспективным является установка в дальнейшем аналогичных детекторов iDREAM под другими реакторами, но в других помещениях для изменения расстояния между детектором и центром реактора.

2.2.2 Эксперимент NEOS

Детектор NEOS – это Южнокорейский эксперимент по поиску стерильных нейтрино на короткой базе [40]. Детектор располагается на территории атомной электростанции HANBIT, работающей на тепловой мощности 2800 МВт. Расстояние между детектором и ядром реактора составляет порядка 24 метров. Средняя скорость событий реакции ОБР в детекторе составила порядка 1885 событий. Корреляция между тепловой мощностью реактора и счетом антинейтринных событий была успешно продемонстрирована данным измерительным комплексом.

Детектор NEOS состоит из активной цели, буферного резервуара, в том числе фотоумножителей, защитных экранов, мюонных детекторов и системы сбора данных. Веществом мишени детектора является жидкий сцинтиллятор на основе ЛАБ и диизопротилнафталина с соотношением 9:1. Эта смесь улучшает распознавание формы импульса по сравнению только с ЛАБ. мишень содержит 0,5% Gd. Объем мишени порядка 1008 литров просматривается 38-ю ФЭУ. Форма мишени представляет собой цилиндрический бак из нержавеющей стали длиной 121 см и в диаметре 103 см. ФЭУ расположены по торцам цилиндра по 19 на каждой стороне, что обеспечиваем равномерный светосбор по длине детектора. Устройство детектора показано на рисунке 8.

В основе работы детектора лежит реакция обратного бета-распада. В задачи детектора входит обнаружение снижения скорости счета антинейтринных событий в потоке антинейтрино от АЭС в силу их осцилляций в стерильное состояние и измерение параметров $\sin^2 2\theta_{14}$ и Δm_{41}^2 .

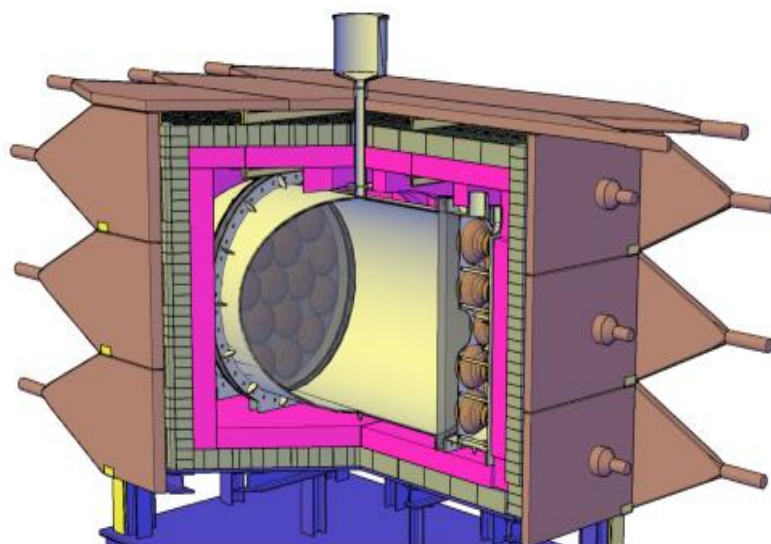


Рис. 8 Устройство детектора NEOS [40]

Мюонное вето детектора NEOS выполнено в виде 5-ти сантиметровых пластин твердого сцинтиллятора, просматриваемых двумя ФЭУ по торцам через конус Маха. Подземное расположение и элементы конструкции АЭС обеспечивает защиту в объеме 20 метров водного эквивалента.

3. Детектор iDREAM – первый промышленный детектор для мониторинга атомных станций

Детектор iDREAM представляет собой компактный промышленный детектор для регистрации реакторных антинейтрино. Конструкция включает в себя основной детектор и внешнее veto. Корпус состоит из трех соосных цилиндров и верхней крышки, закрывающей внутренний объем. Толщина стенок из нержавеющей стали составляет 2 мм. Внутренние стенки чувствительного объема покрыты светоотражающим материалом Lumirror E6ST, обладающим коэффициентом отражения 0,9 для обеспечения улучшения светосбора. 16 ФЭУ модели НАМАМАТСУ R5912 просматривают внутренний объем, т.н. мишень детектора. Внешнее кольцо, являющееся гамма-кетчером, просматривается 12-ю ФЭУ модели ЕТЕ 9823В. Крепление всех 28 ФЭУ расположено на верхней крышке цилиндрического корпуса детектора. Подробная схема компоновки детектора приведена на рисунке 9. Важно отметить, что детектор iDREAM разрабатывался как промышленный прибор, а не как научный инструмент, что наложило отпечаток на конструктивные особенности.

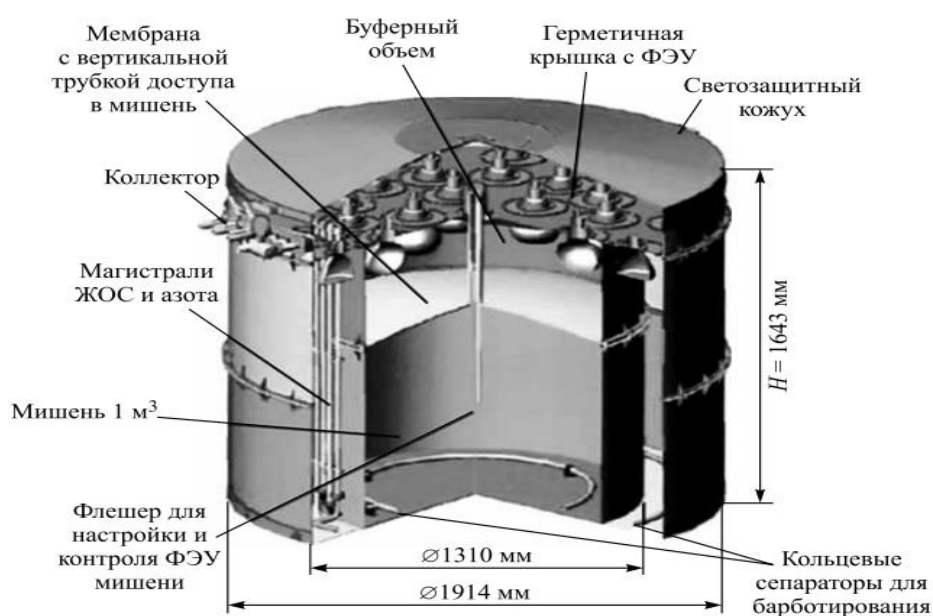


Рис.9 Устройство детектора iDREAM [26]

3.1. Основной детектор

Основной детектор состоит из трех ключевых зон:

- Чувствительный объем;
- Поглотитель гамма-квантов (гамма-кетчер);
- Буферный объем.

Рассмотрим подробнее предназначение каждой из зон.

Чувствительный объем (мишень) представляет собой цилиндр диаметром 1250мм и высотой 850 мм, заполненный жидким органическим сцинтиллятором с добавкой гадолиния в размере 1 г/л. Сцинтиллятор состоит из сложной смеси химических элементов. В составе находятся: ЛАБ (линейный алкилбензол), РОРОР (1,4-ди[2-[5-фенилоксазол]]-бензол) в концентрации 0,03 г/л и РРО (2,5-дифенилоксазол) в концентрации 3 г/л. Разные компоненты добавляются, чтобы обеспечить смещение эмиссионного спектра ЖОСа в сторону тех длин волн, для которых квантовая эффективность ФЭУ является максимальной. Световыход сцинтиллятора составляет порядка 8000 фотоэлектронов/МэВ.

Поскольку iDREAM является малогабаритным детектором, то для него ключевым параметром является стабильность световыхода и эффективности регистрации нейтронов, т.е. сохранение концентрации гадолиния в течение всего времени съема данных. Поэтому для iDREAM прозрачность ЖОС не является принципиальным параметром. Однако для экспериментов RENO и Daya Bay с чувствительным объемом 10-20 м³ только высокая прозрачность позволит эффективно использовать весь большой объем детектора.

Поглотитель гамма-квантов (гамма-кетчер) имеет размеры 1854×1301 мм и заполнен тем же сцинтиллятором, но без добавления гадолиния. Гамма-кетчер и чувствительный объем отделены друг от друга стенками внутреннего бака. В данной области происходит регистрация гамма-квантов, возникающих как в результате захвата ядром нейтрона мишени с

последующим испусканием нескольких гамма-квантов с суммарной энергией порядка 8 МэВ, так и фоновых гамма-квантов от внешних источников.

Буферный объем размером 1250× 855 мм находится во внутреннем цилиндре над мишенью детектора и отделен от нее акриловой мембраной. Будучи заполненным чистым ЛАБом, буферный объем служит защитой чувствительного объема детектора от естественной радиоактивности фотоумножителей. Помимо этого, буфер служит световыравнивающим элементом, улучшающим светосбор.

Поскольку из-за контакта с кислородом возможны ухудшения качества сцинтиллятора, то для предотвращения воздействия от данного эффекта существуют различные системы поступления азота для обеспечения ряда задач:

- Барботирование мишени;
- Барботирование гамма-кетчера;
- Наполнение свободного объема детектора над поверхностью сцинтиллятора сжатым газом.

3.2. Защита от фонового излучения

Защита детектора делится на активную и пассивную. Обе находятся снаружи детектора.

3.2.1. Пассивная защита

Пассивная защита представляет собой пластины из борированного полиэтилена толщиной 400мм. Данный тип защиты необходим для подавления нейтронного фона, создаваемый окружающими материалами в результате взаимодействия с мюонами посредством реакции (19):



В реакции обратного бета-распада образуются позитроны и нейтроны. Реакция (2) также приводит к рождению нейтронов. Поэтому необходимо

обеспечивать защиту от нейтронов, рожденных таким путем, чтобы не регистрировать ложные события.

Также на механизме, закрывающем крышу детектора, будут находиться свинцовые блоки для обеспечения защиты от гамма-фона от реактора.

3.2.2. Активная защита

Активная защита (мюонное вето) представляет собой 2 пластины размером 1920 x 1200 x 33 мм. На двух противоположных торцах пластин находятся по 3 ФЭУ-85 для просмотра объема пластины. Мюонное вето не сможет задержать в себе мюоны с энергией несколько ГэВ и более, но даст триггер о прохождении мюона в общую триггерную систему детектора iDREAM.

Пластины выполнены из полиметиметакрилата – он обладает хорошей прозрачностью и малой хрупкостью. В качестве первичных сцинтилляторов используется нафталин и 2,5-дифенилоксазол (PPO). Они предназначены для обеспечения лучшего световыхода. В качестве вторичного сцинтиллятора (шифтера) для смещения спектра используется 1,4-бис(4-метил 5-фенил 2-оксозолил) бензол (POPOP). Эта смесь позволяет сместить пик спектра флюорисценции в область длин волн 415-420 нм, в которой чувствительность фотоприемников обладает максимальным значением при сохранении прозрачности исходного вещества пластины.

Пластина обернута в несколько слоев. Снаружи находится слой из кожзаменителя для обеспечения защиты от внешних механических воздействий. Вторым слоем выступает черная пленка, положенная в несколько слоев для обеспечения полной светоизоляции от наружного света. Третьим и самым внутренним слоем лежит белая бумага. Она обеспечивает диффузное отражение света от процессов внутри самой пластины. По торцам приклеен майлар, который выступает в качестве зеркального отражателя для предотвращения утечки фотонов из пластины. Майлар в свою очередь

дополнительно плотно прижимается алюминиевыми полосами для обеспечения дополнительной механической защиты по торцам пластины.

3.3. Фоны, сопутствующие работе детектора в условиях АЭС

3.3.1 Фон от атмосферных мюонов

Мюон является неустойчивой элементарной частицей с отрицательным зарядом. Относясь к лептонному семейству наравне с электроном и тау-лептоном, мюон является фермионом и обладает спином 1/2. Масса мюона $m_\mu = 208m_e = 105,658$ МэВ, а время жизни $\tau \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$ с. Распадается на электрон, электронное антинейтрино и мюонное нейтрино [41].

Мюон нестабилен, однако согласно специальной теории относительности время жизни быстро движущейся частицы зависит от ее скорости и изменяется согласно формуле:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{v}{c}}}, \quad (20)$$

где c – скорость света в вакууме. В силу этого мы можем регистрировать на поверхности Земли мюоны, рожденные на больших высотах. Так на высотах нескольких десятков километров первичные космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов атмосферы. В результате этих взаимодействий рождаются различные частицы: пионы, каоны, гипероны и др.

В результате распада образовавшихся заряженных каонов и пионов рождаются мюоны и соответствующие им (анти)нейтрино:



$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (24)$$

Взаимодействие первичного космического излучения с атмосферой схематически изображено на рис. 10:

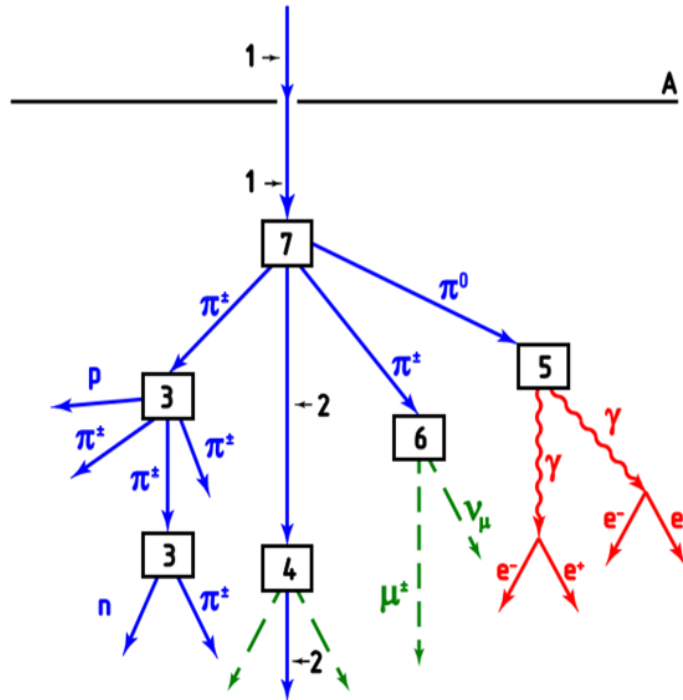


Рис. 10 А – верхняя граница атмосферы, 1 – первичная частица (протоно), 2 – вторичная лидирующая частица (нуклон), 3 – ядерные взаимодействия, 4 – ядерные взаимодействия без образования релятивистских частиц, 5 – распад нейтрального пиона (возникновение электромагнитного каскада), 6 – распад заряженных пионов (возникновение мюонной компоненты), 7 – взаимодействие высокоэнергичных частиц я ядрами атомов воздуха [42]

Однако поверхности земли достигают только те мюоны, чья энергия $E > 2$ ГэВ[43].

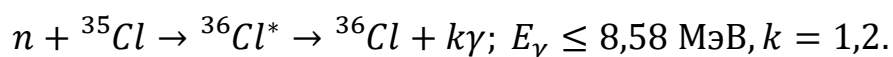
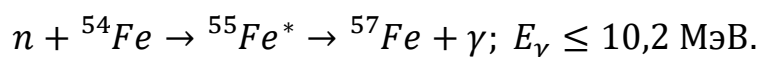
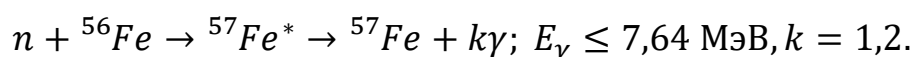
Интенсивность заряженных частиц на уровне моря имеет следующее значение (для вертикального потока) [44]:

$$J_\mu = 0.83 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (25)$$

В таком случае плотность потока мюонов составляет примерно $1 \frac{\text{частица}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин}}$.

Атмосферные мюоны обладают очень большим энерговыделением – 2 МэВ/см. Пролетая через детектор, они «будут оставлять» оставлять очень много света, что приведет к необходимости «закрывать» окно регистрации на время релаксации детектора от излишнего света. Тем самым мюоны являются одним из основных источников фона при регистрации реакторных антинейтрино. С целью оптимизации процесса регистрации у детектора предусмотрены системы вето с целью отсекаания фоновых событий от мюонов.

Мюоны являются источником космогенных нейтронов. В результате реакции мюонного скалывания могут образовываться нестабильные изотопы и быстрые нейтроны. Захват нейтронов, образующихся в результате взаимодействия мюонов с веществом сцинтиллятора, приводит к появлению фоновой компоненты при регистрации антинейтрино по продуктам реакции ОБР. Также захват термализованных космогенных нейтронов может иметь место не только на ядрах водорода и углерода химических соединений сцинтиллятора, но и на ядрах железа и хлора конструкционных элементов детектора, что приводит к появлению гамма-квантов с энергией в изучаемом диапазоне[45-46]



В результате всех защитных мер по расположению детектора под реактором либо же под водными бассейнами не решает проблемы того, что сама конструкционная защита детектора становится источником нейтронного фона. Таким образом, применение систем мюонного вето с целью исключения из анализа сигналов, идущих после пролета мюона через активную систему

защиты, не решает полностью проблему и приводит к необходимости увеличивать время «закрытия» детектора еще на некоторое время в силу появления задержанного на некоторое время сигнала от образующихся нейтронов и их взаимодействия с детектором[47].

3.3.2. Поток нейтронов от реактора

В результате процессов деления в активной зоне реактора образуются нейтроны разных энергий. Для контроля за их потоком в активной зоне предусмотрены управляющие стержни, задача которых поглощать излишки нейтронов, и отражатели, в чью функцию входит возвращать нейтроны, улетевшие от активной зоны, обратно в нее. Конструкция АЭС выполнена так, что минимизировать излучение от реактора за защитой. Нейтроны, покинувшие рабочую область, могут приводить к следующим эффектам:

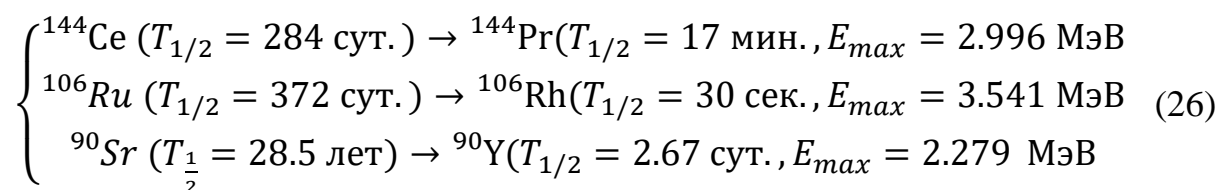
- термализация нейтрона в веществе ЖОС с последующим захватом гадолинием и испусканием гамма-квантов с характерной энергией, что приводит “фэйковым” сигналам;
- вторичное излучение нейтрона при столкновении с ядром или электроном может оказывать сильное ионизирующее воздействие с последующим образованием гамма-квантов с энергиями в исследуемом диапазоне.

Поэтому необходимо располагать счетчики нейтронов в непосредственной близости от детектора для измерения нейтронного фона за биологической защитой для корректного учета работы детектора в условиях данного фона.

3.3.3. Поток антинейтрино от бассейна с отработанным топливом

Немалый вклад фона может приходиться на бассейн с отработанным топливом, находящийся в здании АЭС в непосредственной близости от

реактора и места установки детектора. Отработанное топливо хранится в водяном бассейне порядка 2-5 лет и обладает повышенной радиоактивностью – за счет содержания большого числа продуктов деления (для реакторов типа ВВЭР радиоактивность составляет порядка 300.000 Ки на каждый ТВЭЛ). Каждая сборка состоит из 312 ТВЭЛов, а в активной зоне реактора 163 сборки. Поэтому в бассейне непрерывно находится очень большое число отработанных стержней от всех энергоблоков АЭС. Изотопный состав отработанного топлива в бассейне меняется со временем, поэтому фон не будет являться постоянной величиной. Однако большое количество нуклидов, образующихся в отработанных стержнях имеют период полураспада менее 1 суток. Лишь немногие нуклиды имеют энергия распада, превышающую 2 МэВ. Наибольший вклад из них в спектр антинейтрино от бассейна в области энергий выше 2 МэВ составляют:



Таким образом, бассейн с отработанным топливом является сторонним источником антинейтрино, в частности тех, что превышают порог реакции ОБР и могут дать ложные события, не относящиеся к исследуемому реактору. В период удаления стержней из реактора и их перемещения в бассейн необходимо в течение нескольких дней проводить более тщательный анализ данных на предмет некоторого повышения количества регистрируемых событий.

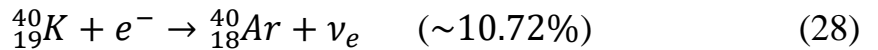
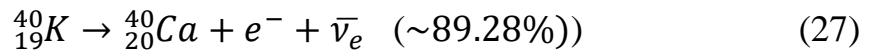
3.3.4. Естественная радиоактивность

Земная кора содержит в своем составе такие радиоактивные элементы, как уран и торий. Радиоактивный фон присутствует постоянно, на его

величину в частности оказывает географический ландшафт и различные залежи радиоактивных элементов. Однако масса детектора достаточно большая, таким образом собственная радиоактивность жидкого сцинтиллятора с примесями радиоактивных изотопов может оказаться довольно большой.

Вторым источником фоновых гамма-квантов может послужить естественная радиоактивность $^{40}_{19}\text{K}$, присутствующего в стеклянной колбе используемых в детекторе ФЭУ.

Калий-40 распадается по двум основным каналам:



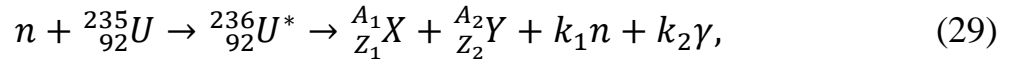
Энергия распада реакции (27) составляет 1.31107 МэВ, поэтому нейтрино от распада калия-40 не смогу сымитировать сигнал от реакторных антинейтрино в силу порогового характера реакции обратного бета-распада. В результате реакции (28) аргон образуется в возбужденном состоянии и испускает гамма-квант с энергией 1.5049 МэВ при переходе в основное состояние [48]. Данная энергия близка к энергии электрон-позитронной аннигиляции.

4. Проблема измерения тепловой мощности промышленного ядерного реактора

Стандартная кампания реактора закладывается на 3 года. В течение этого времени ставится конкретный план по выработке реактором определенного количества тепловой и электроэнергии. Однако по причине непредвиденных событий возможны экстренные остановки реактора, что приводит к его простоям. Также по стандартам МАГАТЭ на завершающей стадии кампании происходит остановка реактора при достижении нижней границы выработанных за время кампании параметров согласно погрешности определения этих параметров. Из-за длительного срока кампании при погрешности определения тепловой мощности реактора в 3% остановка реактора произойдет примерно за месяц от номинальной даты окончания кампании, что непременно приводит к финансовым убыткам.

Атомная электростанция представляет собой сложнейшую структуру, основной задачей которой является непрерывный контроль за внутриреакторными процессами. В силу высоких температур, давлений, больших размеров и сложности протекания цепной реакции деления необходима разработка методов, позволяющих получать информацию о процессах внутри активной зоны реактора для измерения различных характеристик.

Основой работы ядерного реактора является цепная реакция деления ядер урана ($^{235}_{92}\text{U}$) под действием нейтронов. В результате одного акта деления образуются свободные нейтроны, которые способны привести к делению новых ядер. Таким образом происходит лавинообразное нарастание количества делящихся ядер. Для поддержания стабильной работы реактора используют контрольные стержни, которые улавливают излишки нейтронов таким образом, чтобы коэффициент размножения нейтронов был равен единице. Тем самым создается самоподдерживающаяся цепная реакция деления [49]. Реакция деления урана идет по следующей схеме:



где ${}_{Z_1}^{A_1}\text{X}$ и ${}_{Z_2}^{A_2}\text{Y}$ – осколки деления; k_1 – среднее количество нейтронов в одном акте деления; k_2 – среднее количество гамма-квантов, испускаемых осколками деления. Поскольку образующиеся осколки деления являются нейтроноизбыточными, они претерпевают бета-распад с образованием электрона и электронного антинейтрино:



Помимо перегруженных нейтронами осколков деления урана ${}_{Z_1}^{A_1}\text{X}$ и ${}_{Z_2}^{A_2}\text{Y}$ их дочерние «осколки» ${}_{Z_1+1}^{A_1}\text{X}$ и ${}_{Z_2+1}^{A_2}\text{Y}$ также могут быть бета-радиоактивными. Тем самым в активной зоне реактора происходят целые каскады β – распадов с образованием интересующих нас антинейтрино. Основной вклад в деление вносит ${}_{92}^{235}\text{U}$, однако в итоговом образовании потока антинейтрино участвуют и другие радиоактивные изотопы, содержащиеся в топливе – ${}_{92}^{238}\text{U}$, ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ и ${}_{94}^{241}\text{Pu}$. Так, например, при захвате ядром ${}_{92}^{238}\text{U}$ нейтрона образуется нестабильный изотоп ${}_{92}^{239}\text{U}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 23$ минуты с последующей цепочкой бета-распадов с образованием трансурановых элементов. Цепная реакция деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ с образованием необходимых для реакторных экспериментов антинейтрино показана на рисунке 11.

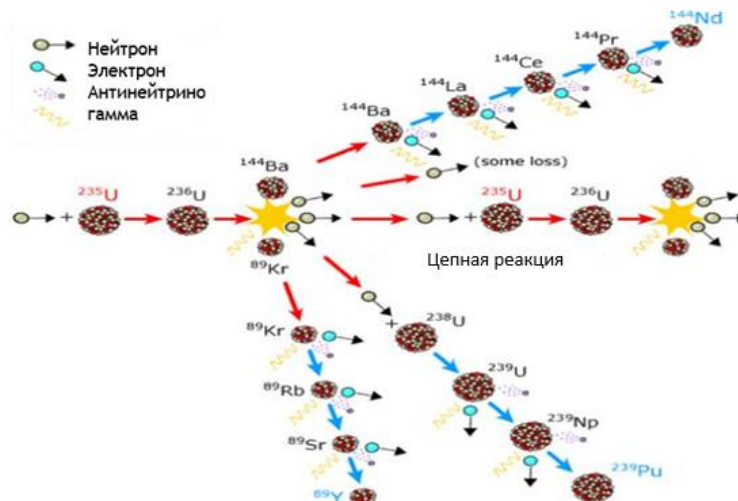


Рис. 11 Цепная реакция деления $^{235}_{92}\text{U}$

Реакции (29), (30) и (31), а также распад трансурановых элементов формируют очень большой поток антинейтрино, который практически не испытывает ослабления от конструкционной защиты реактора. В результате цепной реакции деления, которая сопровождается бета-распадом нейтроноизбыточных осколков деления, образуется электронное антинейтрино в среднем в количестве 6-ти. Плотность потока антинейтрино пропорциональна числу делений, а значит и скорости выгорания топлива. При тепловой мощности 1 ГВт плотность потока нейтрино составляет $\Phi \sim 10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ [50]. В силу величины этого потока становится возможным контроль детектором остановок реактора (плановых и непредусмотренных) путем изменения скорости счета антинейтрино и по форме энергетического спектра антинейтрино. Также возможно наблюдение за уровнем облучения топлива, или наблюдение динамики зависимости процентного содержания того или иного изотопа в ядерном топливе от времени (смотри выше рис.6).

В результате одного акта деления ядра $^{235}_{92}\text{U}$ выделяется порядка 205 ± 1.7 МэВ энергии. В составе топлива присутствуют также делящиеся нуклиды

$^{233}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$, называемые вторичными нуклидами. Энерговыделение указанных изотопов представлены в таблице 2.

Составляющая энергии	Энергия, МэВ, для ядер		
	$^{233}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Pu}$
Кинетическая энергия осколков: легкого тяжелого	99,9 } 67,9 } 167,8	99,8 } 68,4 } 168,2	101,8 } 73,2 } 175
Кинетическая энергия мгновенных нейтронов Энергия мгновенного гамма излучения	5,0 } 7,0 } 12	4,8 } 7,5 } 12,3	5,8 } 7,0 } 12,8
Энергия β – излучения осколков и продуктов их распада Энергия γ – излучения осколков и продуктов их распада	8,0 } 4,2 } 12,2	7,8 } 6,8 } 14,6	8,0 } 6,2 } 14,2
Энергия антинейтрино	11,0	11,0	11,0
Полная энергия $E_{\text{полн}}$	203	206	213
Энергия реакции (n, γ)	8	8	8
Тепловая энергия E_T	203+8-11=200	203	210

Табл.2 Распределение энергии при делении ядер $^{235}_{92}\text{U}$, $^{233}_{92}\text{U}$ и $^{239}_{94}\text{Pu}$ [51]

При работе ядерного реактора нагрев активной зоны происходит за счет ряда процессов:

- Передача кинетической энергии осколков деления окружающим атомам и молекулам среды;
- Замедление (торможение) и радиационный захват нейтронов во всех компонентах активной зоны;
- Поглощение мгновенного гамма-излучения;
- Бета- и гамма-излучение осколков деления и продуктов их дальнейшего распада.

Кинетическая энергия осколков и бета-частиц превращается в тепловую энергию в непосредственной близости от точки деления – в объеме таблеток ядерного топлива. Таким образом материал таблеток нагревается, и эта энергия отводится в виде тепла от ТВЭЛов. Энергия нейтронов деления и гамма-излучения выделяется в виде тепла в замедлителе и отражателе, а также в конструкционных материалах корпуса реактора. Вся энергия антинейтрино

практически не теряется и уносится за пределы активной зоны реактора за счет того, что они слабо взаимодействуют с веществом и покидают активную зону реактора без отдачи ей энергии.

4.1. Методы измерения тепловой мощности реактора ВВЭР-1000

Целью работы АЭС является выработка электроэнергии путем превращения тепла, выделяемого в ядерном реакторе в водяной пар, внутренняя энергия которого используется для вращения турбин аналогично тепловым электростанциям. С другой стороны, тепловая мощность реактора и ее изменение во времени является косвенным параметром, характеризующим процессы выработки ядерного топлива и протекающих в активной зоне реактора процессов ядерного деления. Таким образом, тепловая мощность реактора является основным параметром, характеризующим экономическую эффективность работы АЭС и ее безопасность, главным параметром, подлежащим непрерывному контролю и регулированию.

4.1.1. Тепловая мощность реактора по потоку нейтронов

Тепловую мощность ядерного реактора можно оценить, зная ряд параметров:

- Средняя плотность потока тепловых нейтронов в ядерном топливе – $\Phi_{\text{ср}} \left(\frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right)$;
- Объем топлива – V (см^3);
- Коэффициент размножения на быстрых нейтронах – μ ;
- Макроскопическое сечение деления – Σ_f (см^{-1});
- Число делений в секунду при мощности 1Вт – $C = 3.1 \cdot 10^{10}$;

Тепловая мощность тогда может быть вычислена по формуле:

$$W = \Phi_{\text{ср}} \cdot V \cdot \Sigma_f \cdot \frac{\mu}{C} \quad (32)$$

Где $\Sigma_f = \sigma_f \frac{N_A}{A} \rho$, σ_f – среднее микроскопическое сечение деления (см^{-2}), $N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$ – постоянная Авогадро, A – число нуклонов в ядре, ρ – плотность. Мощность, определяемая формулой (32) – это интегральная характеристика тепловыделения в активной зоне ядерного реактора. Энергетический спектр нейтронов, образующихся при делении изотопа урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ хорошо известен и приведен на рисунке 12.

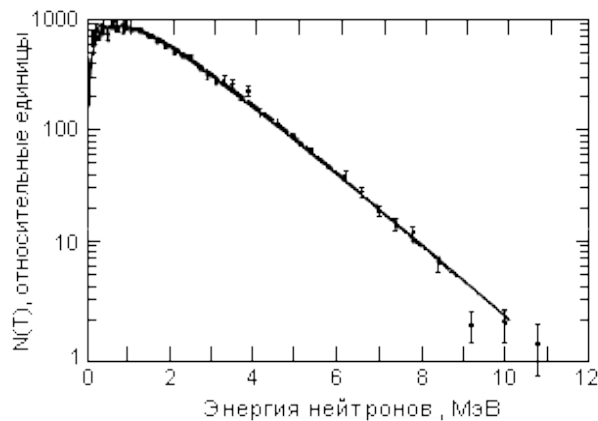


Рис. 12 Энергетический спектр нейтронов, испущенных при делении тепловыми нейтронами ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ [52]

4.1.2. Тепловая мощность реактора по данным от АЭС

Для определения тепловой мощности на самой АЭС используются различные способы расчета:

- Параметры теплоносителя первого контура;
- Параметры питательной воды перед парогенератором;
- Параметры питательной воды после подогревателей высокого давления;
- Показания внутриреакторных датчиков величины потока нейтронов;
- Показания внереакторных ионизационных камер;
- Показания других измерительных комплексов.

Во всех перечисленных методах тепловая мощность является результатом косвенного измерения, причем каждый из способов представляет собой сочетание сложных зависимостей с большим количеством измеряемых параметров.

Тепловая мощность реактора по каждому из методов является суммой мощностей петель данного метода:

$$N_p = \sum_{i=1}^k N_{\text{пет}_i} \quad (33)$$

Погрешность мощности реактора по параметрам метода определяется по формуле:

$$\delta N_p = \frac{\Delta N_p}{N_p} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^k (\Delta N_{\text{пет}_i})^2}}{N_p} \quad (34)$$

где $N_{\text{пет}_i}$ – это тепловая мощность i -й петли, $\Delta N_{\text{пет}_i}$ – погрешность определения мощности i -й петли.

Погрешность средневзвешенного значения тепловой мощности определяется погрешностями различных методов.

Вес каждого способа определяется по формуле:

$$W_i = \frac{\delta(N_i)^{-2}}{\sum_{i=1}^n \delta(N_i)^{-2}} \quad (35)$$

где $\delta(N_i)$ – погрешность каждого из способов, входящих в расчет средневзвешенного значения тепловой мощности, n – количество способов расчета, входящих в расчет средневзвешенного.

Проектная оценка погрешности средневзвешенного значения тепловой мощности определяется по формуле:

$$\delta(N) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\delta(N_i)^2}}} \quad (36)$$

Так, например, среднее значение тепловой мощности реактора на основе четырех конкретных контуров будет считаться по формуле:

$$W = \frac{k_1 W_{ик} + k_2 W_{эд} + k_3 W_{1к} + k_4 W_{пг}}{k_1 + k_2 + k_3 + k_4} \quad (37)$$

где: $W_{ик}$ - тепловая мощность, рассчитанная по сигналам ионизационных камер, МВт; $W_{эд}$ - тепловая мощность, рассчитанная по сигналам эмиссионных датчиков, МВт; $W_{1к}$ - тепловая мощность петель первого контура, МВт; $W_{пг}$ - тепловая мощность, рассчитанная по парогенераторам, МВт; k_1, k_2, k_3, k_4 - весовые коэффициенты, учитывающие погрешность измерения величины по данному способу.

Метод	Статистический вес, отн. ед.	Погрешность, %	Погрешность средневзвешенного, %
N1к	0.36	2.9	1.8
N2к	0.37	3.6	
Nдпз	0.17	4.0	
Nик	0.10	2.2	

Табл. 3 значения статистических весов и погрешностей определения тепловой мощности по результатам пусконаладочных работ шестого энергоблока Нововоронежской АЭС ¹

Как видно из по данным из таблицы 3, методы определения тепловой мощности силами Нововоронежской АЭС позволяют добиться погрешности порядка 1.8%. На других атомных электростанциях также присутствует

¹ Взято из переписки с Надеждой Валерьевной Мильто

собственный набор измерительных способов, дающих погрешность определения тепловой мощности реактора не выше 3% согласно требованиям МАГАТЭ. Эта цифра задает верхнюю границу для любых измерительных комплексов, основанных на измерении потока антинейтрино от реактора и счете событий реакции обратного бета-распада. Тем самым, перед измерительным комплексом ставится цель снижения погрешности определения тепловой мощности до параметров самой АЭС и ниже с целью эффективного внедрения нейтринного метода мониторинга в общий измерительный комплекс атомной электростанции.

4.2. Измерение тепловой мощности реактора по потоку антинейтрино

Плотность потока антинейтрино прямо пропорциональна числу делений или скорости выгорания ядерного топлива, что позволяет дистанционно контролировать этот процесс путем регистрации потока антинейтрино.

Различные области спектра антинейтрино формируются от разных делящихся изотопов. В области энергии 1.8 ÷ 3.5 МэВ по через одни сутки после начала кампании реактора участвуют следующие изотопы из табл.4:

Продукты деления	$T_{1/2}$	E_{ν}^{\max} , МэВ
$^{144}\text{Ce} - ^{144}\text{Pr}$	284 сут.	2.997
$^{106}\text{Ru} - ^{106}\text{Rh}$	372 сут.	3.541
$^{132}\text{Te} - ^{132}\text{I}$	3.2 сут.	2.140
$^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$	28.5 лет	2.279
^{97}Zr	16.9 час	1.922
^{93}Y	10.1 час	2.890

Табл.4 Продукты деления, формирующие спектр антинейтрино в области 1.8 ÷ 3.5 МэВ [53](В цепочках из двух изотопов $T_{1/2}$ указано для первого элемента, E_{ν}^{\max} — для второго)

Помимо продуктов деления, указанный в таблице 4, в формировании спектра $\bar{\nu}_e$ в области выше 2 МэВ после 1 суток кампании реактора участвуют изотопы, образующиеся в результате радиационного захвата нейтронов продуктами деления. Наибольший вклад вносят следующие элементы:

Реакция	$T_{1/2}$	E_{ν}^{\max} , МэВ
$^{99}\text{Tc} \left(T_{1/2} = 2 \cdot 10^5 \text{ лет} \right) (n, \gamma) ^{100}\text{Tc}$	15.8 сек.	3.38
$^{103}\text{Rh}(\text{стаб.}) (n, \gamma) ^{104}\text{Rh}$	42.3 сек.	2.45
$^{109}\text{Ag}(\text{стаб.}) (n, \gamma) ^{110}\text{Ag}$	24.6 сек.	2.89
$^{147}\text{Pm} (T_{1/2} = 2.6 \text{ лет}) (n, \gamma) ^{148}\text{Pm}$	5.37 сут.	2.47

Табл.5 Продукты деления, участвующие в формировании спектра антинейтрино выше 2 МэВ

Спектр $\bar{\nu}_e$ в области $2 \div 8$ МэВ наиболее изучен, поскольку используются данные измерений спектров бета-распадов продуктов деления $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{241}_{94}\text{Pu}$. Жесткая область $\bar{\nu}_e$ спектра $9 \div 13$ МэВ формируется за счет бета-распадов короткоживущих продуктов деления, для которых, как правило, схемы распада и выходы экспериментально очень плохо известны. Для этих областей спектр содержит большие ошибки.

Как уже было сказано выше, в основе работы детектора лежит реакция обратного бета-распада. Скорость счета антинейтринных событий детектором является основным показателем процессов, идущих в активной зоне реактора. Колебания скорости счета напрямую свидетельствуют об изменениях в реакторе, такие как снижение или повышение тепловой мощности, или остановка и пуск реактора. Для корректного учета и регистрации колебаний скорости счета необходимо знать расчетную скорость счета антинейтринных событий в детекторе на заданной базе. Расчетная погрешность детектора позволит наблюдать динамику изменения тепловой мощности реактора. А

определение средней скорости делений позволит рассчитать тепловую мощность реактора:

$$W_{\text{яп}} = N_{\text{eff}} \cdot \sum_i \alpha_i \cdot {}^i E_f \quad (38)$$

где α_i - вклад в общее число делений i -го изотопа, $\sum_i \alpha_i = 1$, ${}^i E_f$ - энерговыделение i -го изотопа ($i = 5, 9, 8, 1$ соответствуют изотопам ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ и ${}^{241}_{94}\text{Pu}$). В экспериментах на АЭС Daya Bay, Bugea-4 [54] и Hanbit NPP [55] был измерен вклад соответствующих изотопов:

$$\left\{ \begin{array}{l} {}^{235}_{92}\text{U}: {}^{238}_{92}\text{U}: {}^{239}_{94}\text{Pu}: {}^{241}_{94}\text{Pu} \text{ (Bugey - 4)} \rightarrow 0,538 : 0,078 : 0,328 : 0,056 \\ {}^{235}_{92}\text{U}: {}^{238}_{92}\text{U}: {}^{239}_{94}\text{Pu}: {}^{241}_{94}\text{Pu} \text{ (Daya Bay)} \rightarrow 0,586 : 0,076 : 0,288 : 0,050 \end{array} \right. \quad (39)$$

$${}^{235}_{92}\text{U}: {}^{238}_{92}\text{U}: {}^{239}_{94}\text{Pu}: {}^{241}_{94}\text{Pu} \text{ (Hanbit NPP)} \rightarrow 0,655 : 0,072 : 0,235 : 0,038 \quad (40)$$

а сечение реакции составило:

$$\sigma_{\text{exp}}(\text{Bugey - 4}) = (5,75 \pm 0,08) \cdot 10^{-43} \frac{\text{см}^2}{\text{дел}} \quad (41)$$

$$\sigma_{\text{exp}}(\text{Daya Bay}) = (5,92 \pm 0,14) \cdot 10^{-43} \frac{\text{см}^2}{\text{дел}} \quad (42)$$

Число событий, регистрируемых детектором, является сложной функцией ряда параметров, таких как скорость счета в сутки позитронных и нейтронных событий и коэффициентов эффективности регистрации этих событий

$$N_{\text{eff}} = f(N_{e^+}, N_n, \epsilon_{e^+}, \epsilon_n) \quad (43)$$

Скорость счета позитронных событий в детекторе связана с числом событий в реакции (2):

$$N_{e^+} = \epsilon_{e^+} \cdot N_\nu \quad (44)$$

$$N_\nu = \frac{1}{4\pi L^2} \cdot N_p \cdot \langle \sigma_f \rangle \cdot \frac{W}{\langle E_f \rangle} \quad (45)$$

где N_p - число протонов в веществе детектора, L - расстояние от центра реактора до центра детектора, W – тепловая мощность реактора, $\frac{W}{\langle E_f \rangle}$ - число делений в единицу времени, $\langle E_f \rangle$ - средняя тепловая энергия, выделяющаяся в реакторе на один акт деления, $\langle \sigma_f \rangle$ - усредненное по спектру антинейтрино реактора сечение реакции (2), отнесенное к одному акту деления[53].

4.3. Ожидаемая скорость счета антинейтринных событий в детекторе iDREAM и сравнение с другими экспериментами

4.3.1 iDREAM и его прототип, который сделали в Курчатовском Институте и испытали на Ровенской АЭС

В 80-е годы на территории Ровенской АЭС были произведены измерения с помощью гомогенного спектрометра. Конструктивно он был выполнен в виде двух баков из оргстекла, вложенных друг в друга. Размер внутреннего бака составлял 1220x800x1110 мм, а внешнего 1250x1170x1120 мм. Внутренний бак заполнялся водородосодержащим жидким сцинтиллятором на основе парафинового масла плотностью 0.78 г/см³ с добавками гадолиния для регистрации продуктов реакции ОБР. Пространство между баками заполнялось чистым парафиновым маслом для обеспечения светосбора. Весь объем просматривался с двух сторон 84-мя ФЭУ-125. Объем сцинтиллятора составил 1050л. Увеличение объема по сравнению с первоначальными детекторами позволило добиться ряда эффектов – статистика нейтринных событий опережает рост объема сцинтиллятора,

повышается эффективность регистрации нейтронов, уменьшается утечка гамма-квантов захвата нейтронов гадолинием, снижается утечка аннигиляционных гамма-лучей и искажение спектра позитронов из-за взаимодействия позитронов со стенками бака.

Особенностью конструкции детектора было выделение центрального объема сцинтиллятора (500 литров) с помощью тонких светоотражательных поверхностей. Эта часть объема просматривалась 40-ка ФЭУ. Для центральной части детектора место рождения позитронов и нейтронов удалено от стенок бака, поэтому эффективность регистрации этих событий в центральной области возрастает. Устройство детектора представлено на рисунке 13.

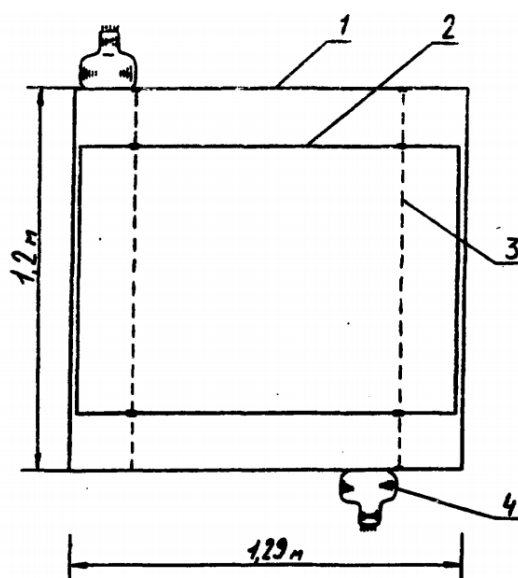


Рис.13 Схема РОНСа, вид сверху. 1 – внешний бак, 2 – внутренний бак, 3 – светоотражающая плоскость, 4 – фотоумножитель. [56]

РОНС размещался под реактором типа ВВЭР-440 на расстоянии 18 метров от центра активной зоны. Пассивная защита соответствовала 30 метрам водного эквивалента.

Данный детектор экспериментально доказал возможность следить за работой атомного реактора по спектру антинейтрино, регистрировать остановку и запуск реактора в течение нескольких часов, тем самым

воспроизводя реальную динамику поведения атомного реактора, что иллюстрирует рисунок 14.

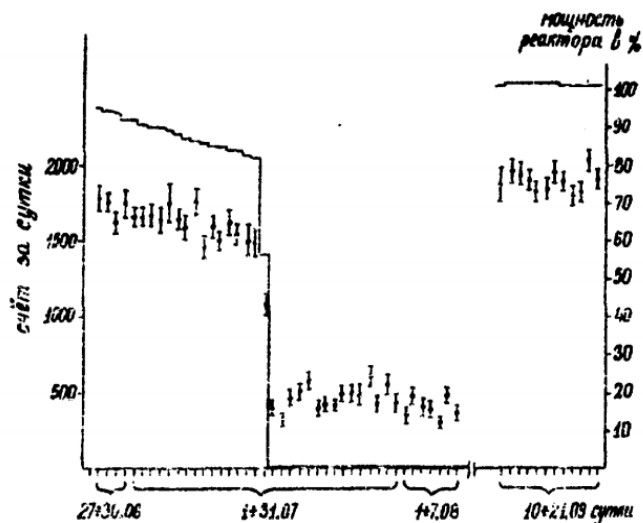


Рис. 14 Измерения при работающем и остановленном реакторе. [56]

Длительность эксперимента составила 3 кампании реактора. Скорость счета в среднем составила $1050 \text{ событий}/10^5 \text{ с}$ при полной мощности реактора. Величина коррелированного фона по трем кампаниям составила $215 \pm 5 \text{ событий}/10^5 \text{ с}$. [57]

Эксперимент РОНС послужил отправной точкой для дальнейших разработок компактных детекторов, экспериментально подтвердив возможность измерения тепловой мощности реактора по потоку антинейтрино. Однако для современных детекторов ставятся задачи не только регистрации остановки и пуска реактора, но и регистрация снижения или повышения тепловой мощности на небольшие значения.

Детектор iDREAM является идейным продолжением эксперимента РОНС с использованием современных технологий. Для дальнейшего анализа скорости счета в детекторе по формулам (44) и (45) укажем некоторые расчетные характеристики, которые будут лежать в основе расчетов для детектора iDREAM:

- $\langle \sigma_f \rangle = 5.9 \cdot 10^{-43} \frac{\text{см}^2}{\text{дел}}$ - усредненное по спектру антинейтрино реактора сечение реакции обратного бета-распада, отнесенное к одному акту деления;

- $\langle E_f \rangle = 205$ МэВ – средняя энергия на одно деление по основным изотопам $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{92}\text{Pu}$, $^{238}_{94}\text{U}$ и $^{241}_{94}\text{Pu}$;
- $V = 1.112$ м³ – объем мишени детектора;

Средняя энергия на деление – параметр не постоянный. В силу изменяющегося характера изотопного состава на протяжении всей кампании реактора данный параметр будет неизбежно меняться, тем самым скорость счета нейтринных событий будет меняться.

Делящийся нуклид	Энергия деления, МэВ, начало кампании	Энергия деления, МэВ, середина кампании
$^{235}_{92}\text{U}$	202.79 ± 0.06	201.92 ± 0.46
$^{238}_{92}\text{U}$	205.93 ± 0.13	205.52 ± 0.96
$^{239}_{94}\text{Pu}$	207.32 ± 0.08	209.99 ± 0.60
$^{241}_{94}\text{Pu}$	211.04 ± 0.12	213.60 ± 0.65

Табл. 6 Средняя энергия деления основных изотопов ядерного топлива в разные периоды кампании реактора [58]

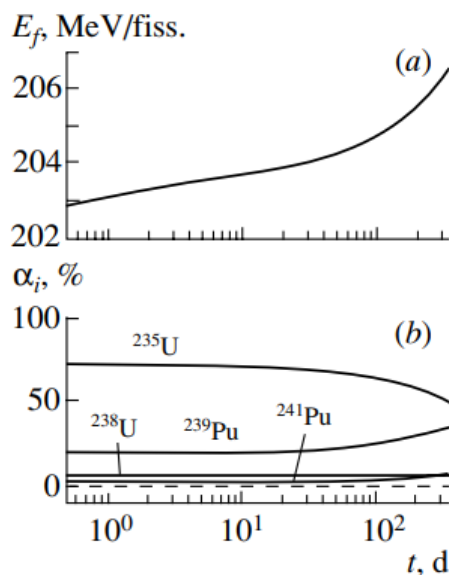


Рис. 15 (а) Общая энергия деления и (б) вклады делящихся изотопов в общее число делений в зависимости от длительности кампании реактора [58]

Рисунок 15(а) и 15(б) показывают изменение средней энергии деления по четырем изотопам за время кампании на 3.75 МэВ является следствием нескольких факторов: уменьшение вклада $^{235}_{92}\text{U}$ и рост вклада $^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{241}_{94}\text{Pu}$, рост испускаемой энергии при захвате нейтрона, увеличение бета- и гамма-радиации [58]. Таким образом, при постоянной мощности реактора скорость счета событий в детекторе уменьшается на 5-7% [57-59]

В качестве жидкого сцинтиллятора используется ЛАБ – линейный алкилбензол. Приведем его основные физико-химические характеристики в таблице 7:

Плотность, г/см ³	0,858- 0,862
Температура кипения, °С	280- 311
Температура вспышки, °С	147
Количество атомов водорода, 10 ²² см ⁻³	6,29

Табл. 7 Основные физико-химические характеристики ЛАБ [60]

Состав ЛАБа представляет собой сложную смесь различных компонент, указанных в таблице 8:

Компоненты ЛАБ	Эмп. ф-ла	Массовая доля, %	Молярный вес	Число молекул в 1 грамме	$N_p/\text{гр}$
Децилбензолы	$C_{16}H_{26}$	13,7	218	$3,78 \cdot 10^{20}$	$9,83 \cdot 10^{21}$
Ундецилбензолы	$C_{17}H_{28}$	32,4	232	$8,41 \cdot 10^{20}$	$23,55 \cdot 10^{21}$
Додецилбензолы	$C_{18}H_{30}$	33,3	246	$8,15 \cdot 10^{20}$	$24,45 \cdot 10^{21}$
Тридецилбензолы	$C_{19}H_{32}$	20,6	260	$4,77 \cdot 10^{20}$	$15,26 \cdot 10^{21}$

Табл. 8 Состав ЛАБ

Таким образом, количество протонов в 1 грамме ЛАБ составляет $\Sigma(N_p) = 73,09 \cdot 10^{21}$ шт. Масса мишени для средней плотности 0.860 г/см^3 составляет $M_T = 0.860 \cdot 1.112 \cdot 10^6 \approx 0.956 \cdot 10^6$ гр. Тогда окончательно в мишени имеется $N_p = 73,09 \cdot 10^{21} \cdot 0.956 \cdot 10^6 = 6.9897 \cdot 10^{28}$ протонов. Для сравнения из табл. 8 $N_p^{\text{табл.}} = 6.29 \cdot 10^{22} \cdot 1.112 \cdot 10^6 = 6.9945 \cdot 10^{28}$ протонов. Массовая доля, указанная в таблице 8, предоставлена сторонней организацией, являющейся поставщиком партии ЛАБ, используемой в детекторе, и незначительно отличается от величин, указанных в работе [60]. Однако невозможность точно контролировать количество протонов в ЖОС является одним из параметров, дающих погрешность при измерениях.

Тем самым, зафиксирован еще один параметр:

- $N_p = 6.9897 \cdot 10^{28}$ протонов в мишени детектора.

Эффективность регистрации позитронов оценивается в $50\%^2$, отсюда зафиксируем в формуле (50) параметр $\epsilon_{e^+} = 0.5$. Тогда окончательно для расчета N_{e^+} мы имеем:

$$N_{e^+} = 0.5 \cdot \frac{1}{4\pi L^2 [\text{см}^2]} \cdot 5.9 \cdot 10^{-43} \left[\frac{\text{см}^2}{\text{дел}} \right] \cdot 6.9897 \cdot 10^{28} \cdot \frac{W [\text{кВт}\cdot\text{с}]}{205 [\text{МэВ}]} \quad (46)$$

где L и W – вариативные параметры.

² Взято из бесед с С. В. Сухотиным

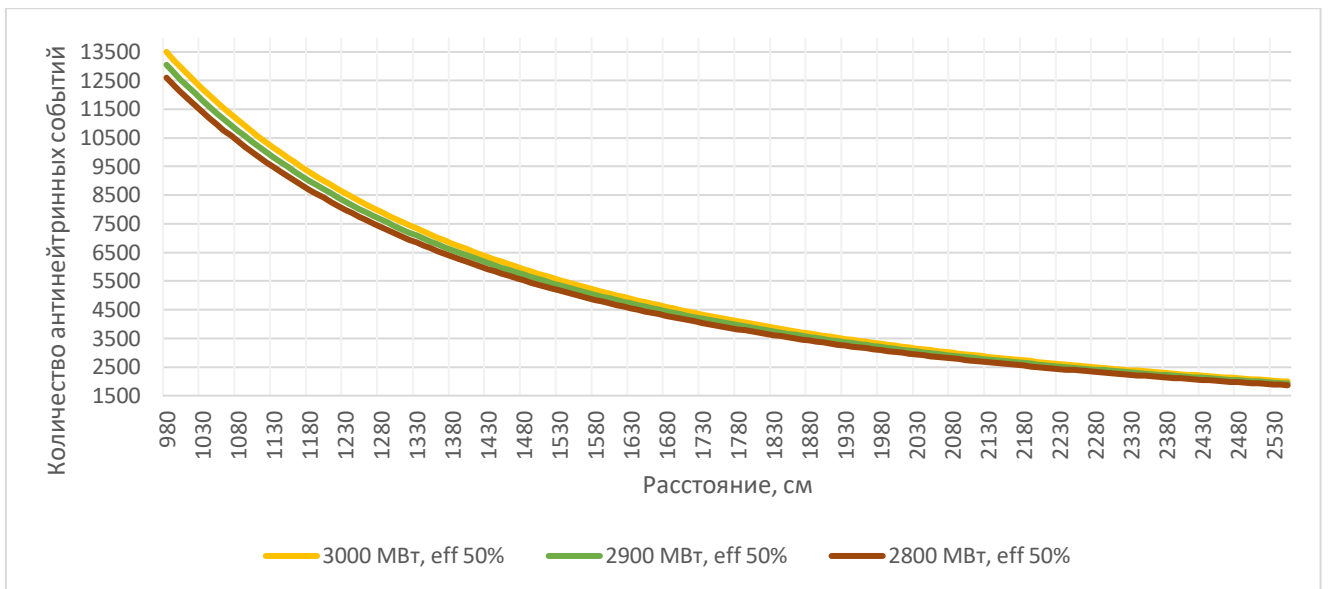


Рис. 16 Характерный вид скорости счета за 1 сутки в зависимости от расстояния между центром детектора и центром реактора для разных тепловых мощностей, на которых работает реактор (МВт)

Различие скоростей счета для разных тепловых мощностей составляет порядка 2.5-3% для указанных значений. Поскольку планируется, что детектор iDREAM будет располагаться на расстоянии 20-25м в одном из технических помещений на АЭС, для дальнейшего анализа будем рассматривать эту область и укажем возникающие трудности при анализе.

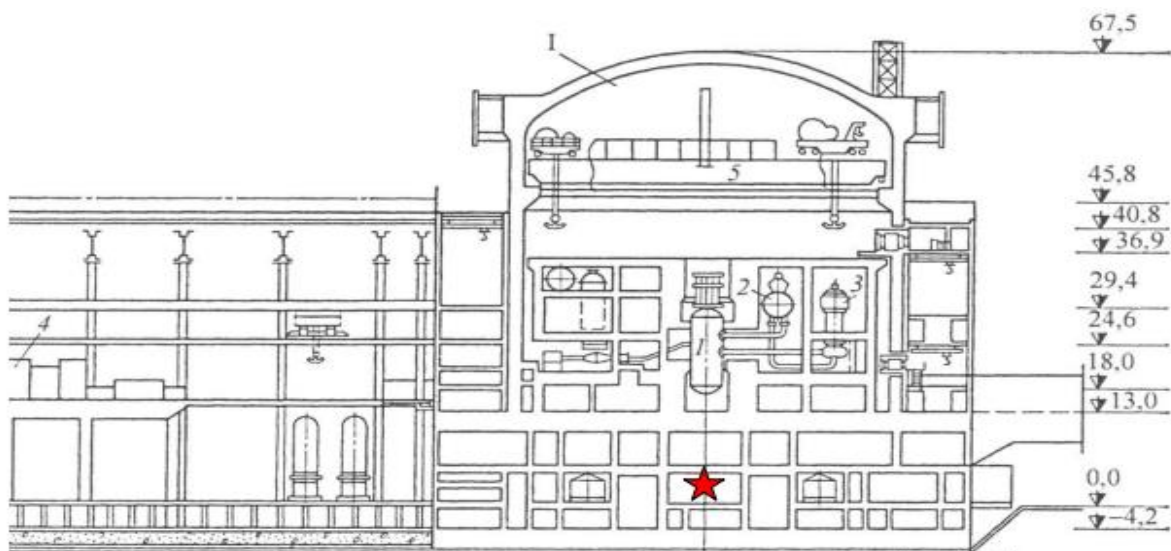


Рис. 17 Возможное расположение детектора iDREAM (показано звездочкой) в главном корпусе АЭС по унифицированному проекту с реактором ВВЭР-

1000 [61]

Рассмотрим детально поведение скорости счета зарегистрированных в детекторе событий от расстояния до активной зоны определенных конструктивными особенностями реакторного блока АЭС (рис.18-20).

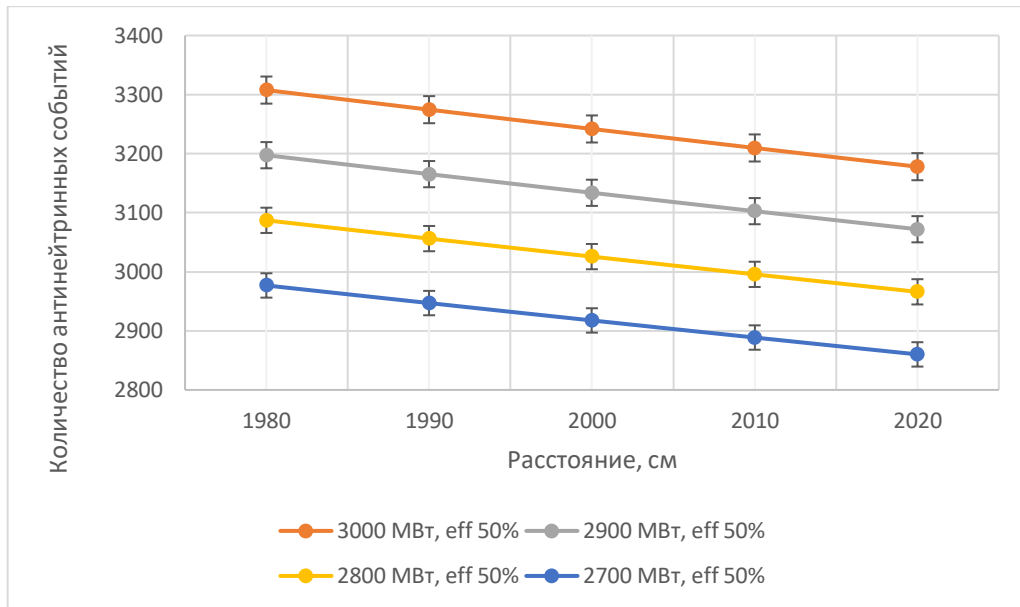


Рис. 18 Скорость счета за сутки для разных тепловых мощностей на расстоянии 2000 ± 20 см

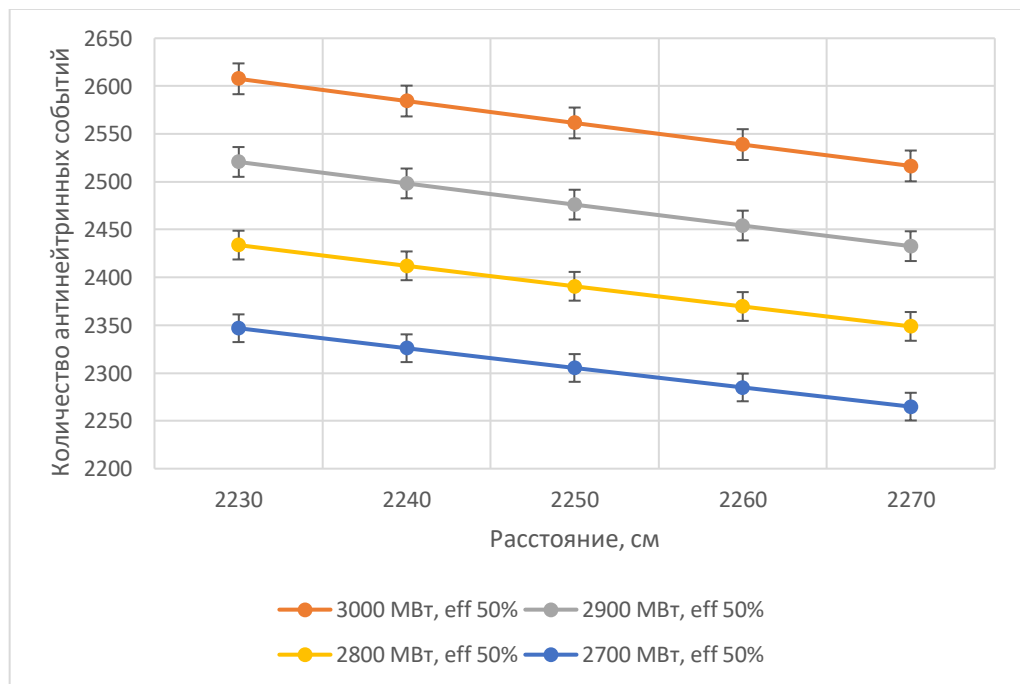


Рис. 19 Скорость счета за сутки для разных тепловых мощностей на расстоянии 2250 ± 20 см

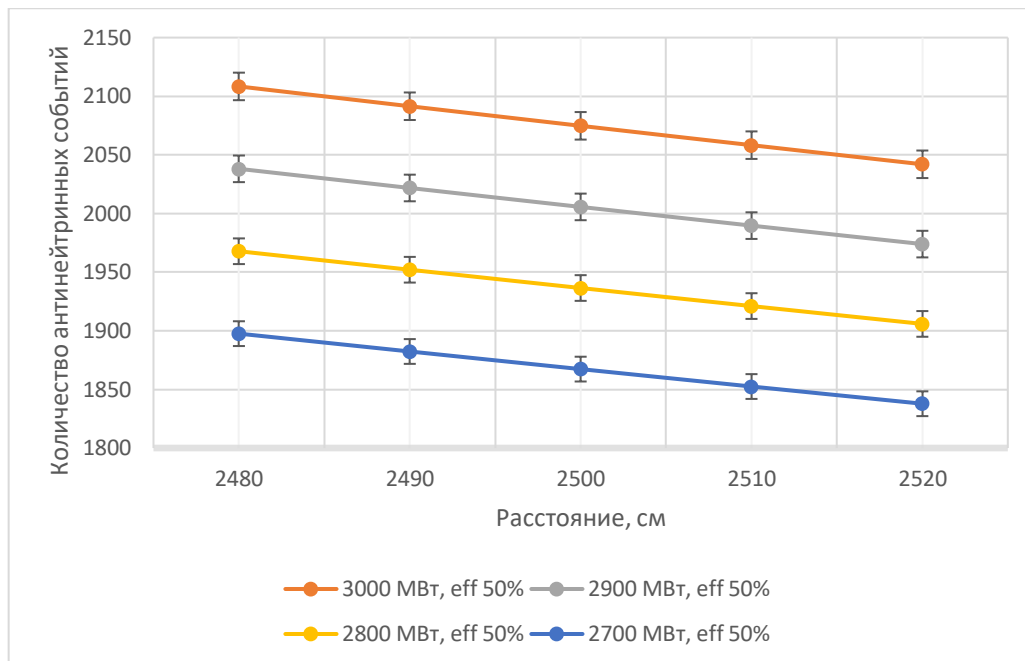


Рис. 20 Скорость счета за сутки для разных тепловых мощностей на расстоянии 2500 ± 20 см

Диапазоны 2000 ± 20 , 2250 ± 20 и 2500 ± 20 см выбраны по той причине, что физический центр реактора и геометрический могут не совпадать. Реактор представляет собой сложную систему ТВЭЛов. Во время плановых перезагрузок топлива отработанные стержни удаляются из активной зоны, из центральной зоны стержни перемещаются на периферию, а новые располагают в центре. В силу сложной компоновки и неоднородности протекания процессов деления по всему объему реактора возможно «гуляние» физического центра относительно геометрического в диапазоне 20 сантиметров. Это неизбежно приводит к изменению расчетной базы L в формуле (45). Средствами контроля на самой АЭС имеется возможность контролировать расположение физического центра реактора. Важность определения точного расположения физического центра реактора для нейтринного метода мониторинга становится понятной после рассмотрения следующей проблемы.

Как уже было отмечено, в формуле (45) ряд параметров фиксирован. Изменяющимися параметрами являются лишь два: L – расстояние между

детектором и активным центром реактора, и W – тепловая мощность, на которую вышел реактор. Изменение L на 20см приводит к изменению ожидаемого числа зарегистрированных событий на 1,5 – 2%. Изменение тепловой мощности реактора на 100МВт несет за собой более заметные изменения. Однако на разных расстояниях начинает играть роль следующий эффект. Чем больше база, тем более параллельными горизонтальной оси абсцисс становятся кривые ожидаемой скорости счета. Так на рис. 20 любая горизонтальная линия, пересекающая кривую, соответствующей одному и тому же значению тепловой мощности, не пересечет любую другую кривую. Однако на меньших расстояниях (рис. 18 и рис. 19) появляются такие возможности, что горизонтальная прямая пересечет одну из кривых при $L_1 = L_{<} - 20$ см и другую при $L_2 = L_{>} + 20$ см, где $L_{<}$ и $L_{>}$ соответствуют двум соседним кривым, соответствующим меньшей и большей тепловой мощности. Таким образом появляются окна перекрытия, когда при крайних значениях отклонения физического центра реактора от его геометрического зарегистрированное количество событий в детекторе будет соответствовать сразу двум соседним кривым тепловых мощностей.

Таким образом, для обеспечения разрешения интегральной тепловой мощности за фиксированный промежуток времени необходимо либо знать расположение физического центра реактора в каждый момент времени сбора данных, либо увеличивать базу, что, однако, приведет к снижению скорости счета, а, следовательно, и к необходимости увеличения времени сбора данных для получения большей статистики.

Длительное время сбора (1 сутки) позволяет собрать большое количество событий на анализ. Посмотрим, какие возникают ситуации при сборе данных за 12 часов и за 1 час (см. рисунок 21 и 22).

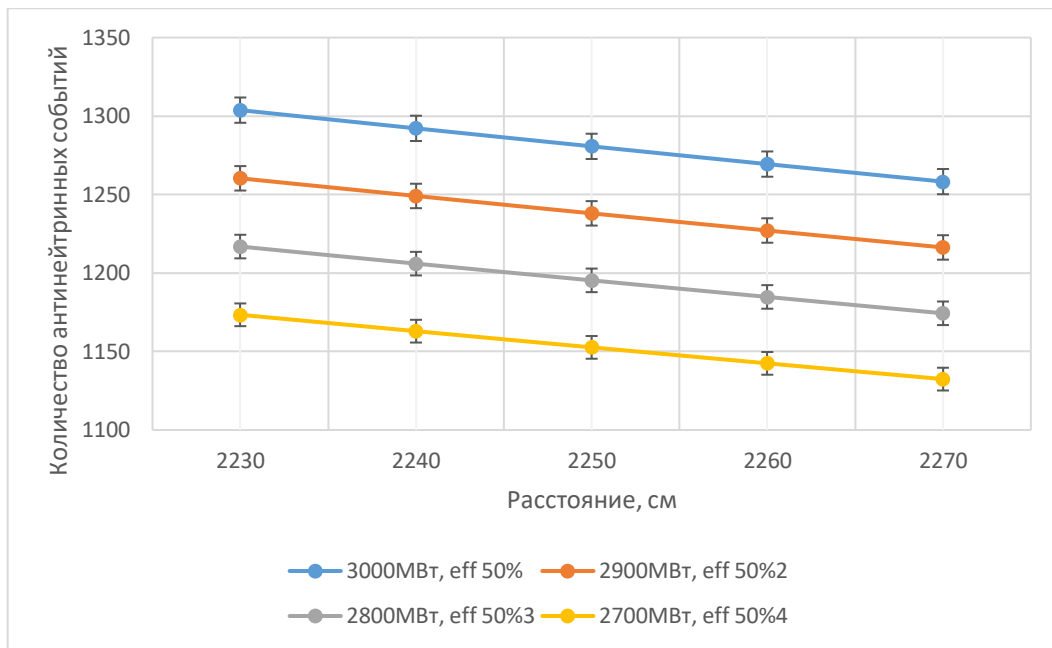


Рис. 21 Скорость счета за 12 часов для разных тепловых мощностей на расстоянии 2250 ± 20 см

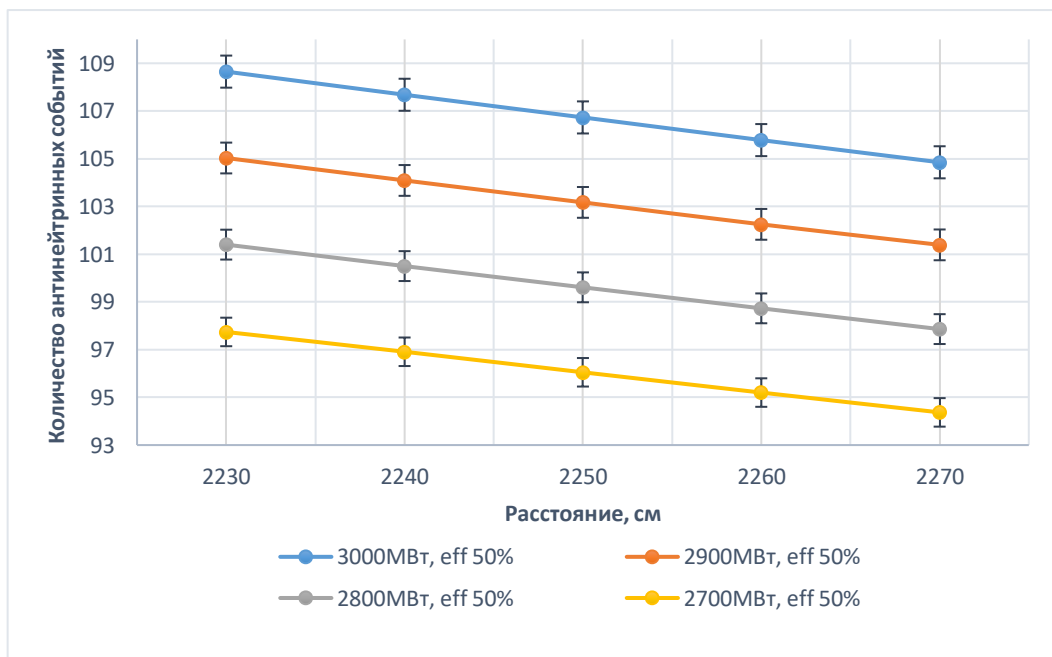


Рис. 22 Скорость счета за 1 час для разных тепловых мощностей на расстоянии 2250 ± 20 см

Следует учитывать тот факт, что при реальной регистрации будет учитываться и собственная погрешность детектора. При погрешности 3% это будет приводить к тому, что даже с указанием нахождения центра реактора будет перекрытие нескольких кривых мощностей в районе полученного

значения. Так значения расчетных кривых, различающиеся на 50МВт, будут уже в области погрешности для полученного экспериментального значения, что опять-таки не позволит однозначно сказать, какой конкретной мощности соответствует полученное значение.

В случае съема данных за 1 час необходимо очень точно учитывать фон детектора. При низком соотношении сигнал-фон на столько коротком промежутке времени этот эффект будет сказываться особенно сильно.

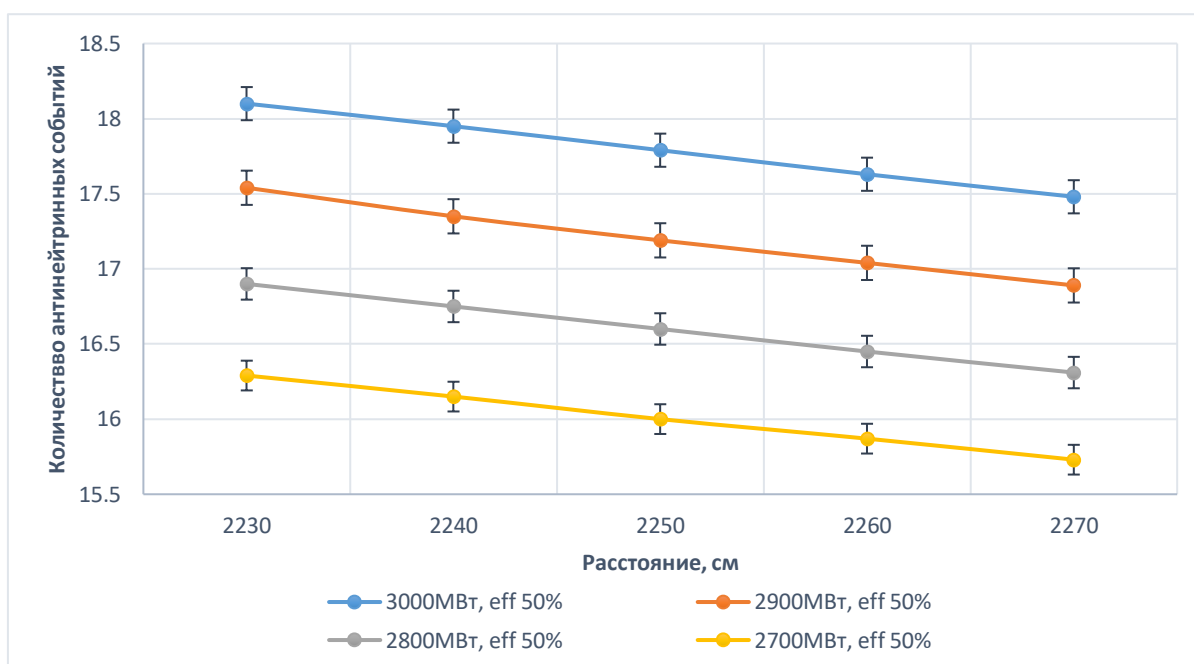


Рис. 23 Скорость счета за для разных тепловых мощностей на расстоянии 2250 ± 20 см (10 минут)

Как видно на рисунке 23, за столь короткое время сбора данных эффект от фона будет являться критическим фактором. Поскольку процесс регистрации – это статистический процесс в нашем детекторе, то неопределенность хотя бы в 1 событие будет уже приводить к неверной оценке. Опять-таки, различие между расчетными кривыми мощности тут в 100 МВт, при различии в 50 МВт разница между ними практически исчезнет.

На атомной электростанции может находиться от одного до нескольких работающих реакторов. С целью обеспечения безопасности они разнесены на некоторое расстояние друг от друга. Однако антинейтрино от реактора

разлетаются во все стороны, что неизбежно приводит к тому эффекту, что нейтрино от другого реактора будут зарегистрированы детектором, находящим у исследуемого реактора. В таблице 9 приведены цифры, соответствующие разным удаленностям других энергоблоков от детектора.

L, м	W, МВт	N (eff=0,5)
100	3000	129,7
	2900	125,4
200	3000	32,4
	2900	31,3
300	3000	14,4
	2900	13,9
400	3000	8,1
	2900	7,8
500	3000	5,2
	2900	5,0
600	3000	3,6
	2900	3,5

Табл. 9 Суточный вклад от других энергоблоков

На Калининской АЭС расположение блоков представляет собой четырехугольник, в углах которого находятся реакторы. Очевидно, что самым большим посторонним вкладом скорость счета будет для антинейтрино, прилетающих от ближайшего реактора. Реактор, находящийся по диагонали от исследуемого, даст наименьший эффект. Поскольку не существует метода, который помог бы различить антинейтрино от разных энергоблоков, появится дополнительная неопределенность определения тепловой мощности реактора, поскольку разные режимы работы других блоков дадут различные суточные вклады – от нескольких событий за сутки при остановленных реакторах до

150-170 событий за сутки при работе всех трех на тепловой мощности 3000МВт.

В формулах (44) и (45) полагается, что расстояние между центрами реактора и детектора больше их размеров. Однако активная зона реактора представляет собой сложнейшую структуру и конечные размеры, поэтому необходимо провести проверку, поскольку в указанном выше методе вся тепловая энергия, вырабатываемая реактором, концентрируется в единой точке.

Возьмем для рассмотрения реактор типа ВВЭР-1000. Высота его составляет порядка 3550мм, объем 27 м³ [62]. Тогда радиус активной зоны 1.55 метра. Разобьем круговое сечение реактора на квадратные области 0.3 x 0.3 метра. Таким образом, в одном круговом сечении реактора получается выделить 76 квадратные зоны. По высоте за нулевой уровень будет рассматриваться середина активной зоны реактора, и с шагом 25см будут располагаться подуровни нашего разбиения. В результате цилиндрическая форма центральной области реактора разбивается на 1140 объемов 0.3 x 0.3 x 0.25 м. В первом грубом приближении предположим, что тепловая мощность реактора равномерно распределена по этим областям так, что на каждую из них приходится 4,44 МВт. Тогда можно посчитать суточный вклад от каждой из малых областей, в центре которой сосредоточена указанная мощность, и просуммировать полученные значения. В данном рассмотрении выбрано базовое расстояние между детектором и центром ядра реактора равное 22.5 метра.

По формуле (46) при $L=22.5$ количество антинейтринных событий за сутки составило 2561. В результате разбиения объема ядра реактора на подобласти суточное количество антинейтринных событий получается 2572. Как видно из полученных цифр, разбиение активной зоны реактора на малые области имеет смысл, а поскольку размеры выбранных ячеек много меньше базы, то расчет по формуле (46) применим и к данным областям. Однако распределение энергии в реакторе не является равномерным по всему объему, поэтому полученный результат не является полностью физическим.

Для более точного расчета следует рассмотреть распределение тепловой энергии по длине ТВЭЛа. Линейный тепловой поток по высоте активной зоны задается формулой:

$$q_l(z) = q_{l,0} \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H}\right) \quad (47)$$

где $q_{l,0}$ – линейный тепловой поток в центральной плоскости реактора, H – высота реактора, z – координата точки от центра реактора по высоте.

Активная зона реактора собирается из 163 сборок, в каждой из которых по 312 ТВЭЛ. В рассмотренном выше разбиении было по 76 выделенные зоны в каждом из 15 уровней ядра реактора. Таким образом, в поперечном сечении реактора в каждой квадратной области 0.3 x 0.3 м приходилось по 2.14 тепловыделяющей сборки, а, следовательно, по 669 ТВЭЛ. Рассмотрим эффект, который возникает при анализе вертикальных элементов, которые для простоты понимания назовем Супер-ТВЭЛ. Распределим суммарную тепловую мощность по 76 вертикальным элементам высотой 3.5 метра, тепловой поток в которых задается формулой (47). Итоговые вычисления дают значение 2558 антинейтринных событий за сутки.

По-прежнему проводились расчеты в грубом приближении. Геометрия реактора намного сложнее, а помимо линейного теплового потока по ТВЭЛ существует тепловой обмен в радиальном направлении. Однако введение распределения теплового потока по высоте показало, что этого приближения достаточно, чтобы подтвердить, что точность метода, заложенного в формулу (51), достаточна для проведения подобных экспериментов. Следовательно, полученным выше результатам можно доверять.

В таблице 10 приведены результаты различных экспериментов по измерению числа антинейтринных событий в потоке антинейтрино от реакторов различной мощности. Российскими экспериментами представлены

детекторы iDREAM и DANSS. Как видно из таблицы, ближе всего по параметрам к iDREAM является эксперимент NEOS.

Название эксперимента	Тепловая мощность, МВт	База, м	$N_{вз}$	$N_{собр}/сут.$
iDREAM	3000	20	6483	3241* ($\epsilon = 50\%$)
		22.5	5122	2561* ($\epsilon = 50\%$)
		25	4149	2074* ($\epsilon = 50\%$)
DANSS	3000	10.7	22378	4923 ($\epsilon \approx 22\%$)
Daya Bay	3000	~500	306906	664
		~1800	40825	281
NEOS	2800	23.7	3856	1885
RENO	2730	300	5000	100
PROSPECT	85	7 ÷ 9	24608	750
Nucifer	70	7.2		281
Stereo	53.8	10.3		400
Double CHOOZ	4250	275		600
		1050		10

Табл. 10 Сводная таблица данных скорости счета в день по разным экспериментам, * - расчетные данные.

Поскольку эксперимент DANSS и iDREAM будут находиться на одной АЭС под одним и тем же реактором (DANSS уже проводит измерения), то следует сравнить их характеристики. За счет более близкого расположения к реактору DANSS имеет возможность зарегистрировать в разы больше событий, чем iDREAM, однако проигрывает в эффективности регистрации. Таким образом iDREAM даже на большем расстоянии от реактора позволяет регистрировать большое количество событий ОБР за сутки. Оба эксперимента работают на короткой базе. Заграничным аналогом является эксперимент NEOS, поставленный в схожих условиях и рассмотренный выше.

ВЫВОДЫ

В ходе работы был проведен обзор различных экспериментов по измерению спектра антинейтрино от атомных электростанций и компактных исследовательских реакторов. Методика измерения тепловой мощности реактора по спектру антинейтрино, заложенная еще в 80-х годах двадцатого века сотрудниками Курчатовского института, проверена приближениями к реальным условиям проведения эксперимента. Показана справедливость использования данного метода по определению тепловой мощности реактора исходя из количества зарегистрированных антинейтринных событий для настоящей компоновки детектора iDREAM.

Произведен расчет ожидаемой скорости счета антинейтринных событий в детекторе в условиях измерений потока антинейтрино от реактора на Калининской АЭС, который составил $\sim 2500 \div 2600$ событий в сутки при тепловой мощности 3000 МВт.

Описаны такие сопутствующие факторы, которые будут оказывать влияние на количество регистрируемых событий в детекторе, как работа других блоков (см. табл. 9). Вклад других трех работающих блоков АЭС порядка 150-170 событий в сутки при условии их работы на проектной тепловой мощности 3000 МВт. Для корректного учета вклада от других энергоблоков необходима информация о режимах их работы. Тем самым установка идентичных детекторов под другими реакторами является хорошей перспективой для повышения количества и качества собираемой информации о работе ядерного реактора.

Таким образом, при счете антинейтринных событий порядка 2560 ± 50 событий в сутки после вычета фона мы будем знать тепловую мощность реактора 3000 ± 60 МВт.

Являясь идейным продолжателем эксперимента РОИС, детектор iDREAM способен выполнять прикладные задачи по контролю режимов работы АЭС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детектор iDREAM находится на завершающей стадии сборки и настройки измерительной составляющей. Полномасштабные измерения спектра антинейтрино от одного из реакторов на Калининской АЭС запланированы на конец 2020 года и начало 2021 года. У настоящей компоновки детектора существует потенциал улучшения, однако технические характеристики детектора позволят производить качественный анализ тепловой мощности реактора по спектру антинейтрино, а именно регистрировать остановку и пуск реактора, также воспроизводить динамику его работы с высокой точностью. Помимо прикладных целей детектор iDREAM может служить для получения фундаментальных знаний о поведении антинейтрино на короткой базе.

Список литературы

- [1] Анализ зависимости числа событий реакции $\bar{\nu}_e + p = e^+ + n$ в детекторе антинейтрино от мощности реактора и изотопного состава ядерного топлива / В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян // ИАЭ-6419/2. М., 2006.
- [2] Final Report: Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications, 28-30, October 2008, IAEA Headquarters, Vienna, 2008
- [3] Нейтринный метод мониторинга ядерных реакторов – история и текущее состояние вопроса / А.С. Чепурнов
- [4] W. Pauli Jr., Address to Group on Radioactivity (Tuebingen, 1930) (Unpublished) Septieme conseil de physique Solvay, Bruxelles,1033(Gautier-Villars, Paris,France,1934).
- [5] Versuch einer theorie der β -strahlen. / E. Fermi // Zeitschrift fur Physik, vol. 88, no. 3-4, pp. 161-177, 1934
- [6] Physics with Reactor Neutrinos / Xin Qian // Reports on Progress in Physics, Volume 82, Number 3, 2019
- [7] Freedman D.Z. // Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 1389. Doi 10.1103 / Phys Rev D. 9.1389
- [8] Двухфазный эмиссионный детектора РЭД-100 / Д.Ю. Акимов, И.С. Александров и др. // ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2017, №2, с. 22-28, УДК 539.1.074.6
- [9] <https://www.quantumdiaries.org/2011/11/09/first-double-chooz-neutrino-oscillation-result/>
- [10] Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section / A. Strumia, F. Vissani // Phys.Lett. B 564:42-54, 2003 doi: 10.1016/S0370-2693(03)00616-6 arXiv:astro-ph/0302055
- [11] Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra / Mueller, Th. A. et al., // Phys. Rev. C83 (2011) 054615 arXiv:1101.2663 [hep-ex] IRFU-10-280.
- [12] http://nuclphys.sinp.msu.ru/p/zad_08.pdf
- [13] Реакция обратного бета-распада / Ярослав Никитенко
- [14] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/partmat/pm02.htm#8>

- [15] <https://www.booksite.ru/fulltext/1/001/008/060/314.htm>
- [16] Background, Sensitivity and Directionality Studies for the Double Chooz Experiment / C. Langbrandtner, Ph. D. Dissertation, 2011.
- [17] Apollonio M. et al. (CHOOZ) / 2003 Eur. Phys. J. C27 331-374 (Preprint hep-ex/0301017)
- [18] Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment / Y.J. Ko, B.R. Kim et al. // arXiv:1610.05134v4 [hep-ex] 21 Mar 2017
- [19] First Observation Of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering / Bjorn J. Scholz // Springer Theses, Recognizing Outstanding Ph.D. Research (2018). DOI: 10.1007/978-3-319-99747-6.
- [20] The 'neutrino' / H. Bethe and R. Peierls. // Nature, 133:532, 1934.
- [21] Detection of the free neutrino / F.Reines and C.L.Cowan Jr. // Physical Review, vol.92, no.3, pp.830–831, 1953.
- [22] Detection of the free neutrino: a confirmation / C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire // Science, vol.124, no.3212, pp.103–104, 1956.
- [23] http://nuclphys.sinp.msu.ru/neutrino/newtrino_s/R&C.html
- [24] Физика реакторных антинейтрино / В.Д. Русов, В.А. Тарасов, Д.А. Литвинов // М.: Издательство ЛКИ, 2008. 408 с.
- [25] Физика реактора, 00.УЦ.РО.Пс.477
- [26] Промышленный детектор iDREAM для мониторинга режимов работы атомных реакторов нейтринным методом / М.Б. Громов, Г.А. Лукьянченко, Д.С. Марков и др. // Вестник МГУ. Физика. Астрономия. - 2015
- [27] A pilot version of the DANSS neutrino detector / Alekseev et al. DANSSino: // Phys.Part.Nucl.Lett. – 2014. – Vol. 11. – P. 473-482. – 1305.3350.
- [28] Nucifer: A small electron-antineutrino detector for fundamental and safeguard studies / A. Letourneau, V.M. Bui, M. Criber et al. - 2011
- [29] Sterile neutrino search at NEOS Experiment / Y.J. Ko et al. // Phys. Rev. Lett. 118, 121802 (2017)

- [30] The STEREO Experiment / N. Allemandou et al. // Journal of Instrumentation 13, 07 (2018): P07009
- [31] The SoLid experiment / L N Kalousis and for the SoLid collaboration 2017 // J. Phys.: Conf. Ser. 888 012181
- [32] The PROSPECT Reactor Antineutrino Experiment / PROSPECT Collaboration, J. Ashenfelter et al. // Nucl.Instrum.Meth. A922 (2019) 287-309
- [33] Neutrino Physics with JUNO F. An, et al. J. Phys. G43 (2016) no.3, 030401
- [34] J. K. Ahn et al. (RENO), Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012), arXiv:1204.0626 [hep-ex]
- [35] Y. Abe et al. (Double Chooz), Phys. Rev. Lett. 108, 131801 (2012), arXiv:1112.6353 [hep-ex]
- [36] An F.P. et al. (Daya Bay) / 2015 Phys. Rev. Lett. 115 111802 (Preprint 1505.03456)
- [37] Observation of Reactor Antineutrinos with a Rapidly-Deployable Surface-Level Detector / Alireza Haghigat, Patrick Huber et al. // arXiv: 1812.02163v2 [physics.ins-det] 10 Mar 2020
- [38] Нейтринный спектрометр DANSS: калибровка детектора, стабильность отклика и изучение световых выходов / И.Г. Алексеев и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2018 Т. 15, №3(215). С. 216-233.
- [39] The first observation of effect of oscillation in Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino (continuation) / A.P. Serebrov et al. // arXiv:1809.10561 [hep-ex] doi:10.1134/s0021364019040040
- [40] NEOS Experiment / Youngju Ko et al. / 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1216 012004 (doi: 10.1088/1742-6596/1216/1/012004)
- [41] <http://pdg.lbl.gov/>
- [42] Космическое излучение на уровне моря / Анохина А.М., Ильина Н.П., Подгрудков Д.А., Силаев А.А., Силаев А.А.(мл)
- [43] Введение в физику космических лучей / В.С. Мурзин // М.: Атомиздат, 1988.

- [44] Production and optical properties of Gd-loaded liquid scintillator for the RENO neutrino detector / J.S. Park, J. Lee, I.S. Yeo // Nucl. Inst. Meth in Physics Research. A. 707. P. 45-53. 2013
- [45] Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD / Н. Агафонова [и др.] // Известия АН, Сер. Физ. – 2011. – Т. 75, вып. 3 – С. 437-439.
- [46] Экспериментальный комплекс на базе быстрых оцифровщиков формы импульса в составе детектора борексино для регистрации нейтринного излучения от астрофизических источников / Лукьянченко Г.А. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. НИЦ «Курчатовский Институт», Москва, 2017.
- [47] Космогенные нейтроны в низкофоновых экспериментах / Мальгин А.С. // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва, 2018.
- [48] <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
- [49] Ядерная физика / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин // М.: Наука. – 1980. 728 с.
- [50] Спектрометр реакторных антинейтрино iDREAM для прикладных и фундаментальных исследований / А.С. Чепурнов // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 3. 1930408.
- [51] Физика ядерных реакторов: Практические задачи по их эксплуатации / В.И. Владимиров // Изд. 5-е, перераб. И доп. – М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009. – 480с.
- [52] http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_techn/reactors/index.html
- [53] Анализ зависимости числа событий реакции $\bar{\nu}_e + p = e^+ + n$ в детекторе антинейтрино от мощности реактора и изотопного состава ядерного топлива / В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян // ИАЭ-6419/2. М., 2006.
- [54] The inverse beta-decay: a study of cross section / A. Oralbaev, M. Skorokhvatov and O. Titov // Journal of Physics: Conference Series 675 (2016) 012003 doi:10.1088/1742-6596/675/1/012003

- [55] Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment / Y.J. Ko, B.R. Kim et al. // arXiv:1610.05134v4 [hep-ex] 21 Mar 2017
- [56] Измерения в потоке антинейтрино ровенской АЭС на спектрометре РОНС / А.И. Афонин, А.Г. Вершинский, С.В. Егоров, Ю.В. Климов, В.И. Копейкин, А.А. Лабзов, Л.А. Микаэлян, К.В. Озеров, В.В. Синев // ИАЭ-4746/2 УДК 539.12
- [57] ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОСИЛЬНОГО СПЕКТРОМЕТРА РОНС / Синёв Валерий Витальевич // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. На правах рукописи УДК 539.12.
- [58] Reactor as a Source of Antineutrinos: Thermal Fission Energy / V.I. Koreikin, L.A. Mikaelyan, and V.V. Sinev // Physics of Atomic Nuclei; 67(10), 1892-1899. doi: 10.1132/1. 1811196
- [59] Измерение вариаций сечения реакции $\bar{\nu}_e + p = e^+ + n$ в потоке Измерение вариаций сечения реакции $\bar{\nu}_e$ от реактора / Ю.В. Климов, В.И. Копейкин, А.А. Лабзов, И.Н. Мачулин, Л.А. Микаэлян, С.В. Николаев, К.В. Озеров, В.В. Синёв, М.Д. Скорохватов, А.В. Этенко // Ядерная физика, т. 51, вып. 2, с. 401-405, 1990.
- [60] Жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола / И.Б. Немченко, В.И. Бабин, В.Б. Бруданин, О.И. Кочетов, В.В. Тимкин // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, №2(165). С. 218-227.
- [61] СТРОИТЕЛЬСТВО АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЙ: Учебник для вузов / В.Б. Дубровский, П.А. Лавданский, И.А. Енговатов // М. : Издательство Ассоциации строительных вузов, 2010. – 368 с. – ISBN 978-5-93093-431-2.
- [62] Конструкция ТВЭЛов, каналов и активных зон энергетических реакторов / Г.Н. Колпаков, О.В. Селиваникова // Издательство Томского политехнического университета 2009