

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт  
ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

СИНЁВ Валерий Витальевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО В РЕАКТОРНЫХ  
ЭКСПЕРИМЕНТАХ

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва – 2013

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	4
ГЛАВА I. ПОИСКИ И ОТКРЫТИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ .....	14
§1. Загадка солнечных нейтрино и гипотеза осцилляций нейтрино ...	14
1.1. Хлор-аргоновый эксперимент .....	14
1.2. Галлий-германиевый эксперимент .....	16
1.3. Гипотеза нейтринных осцилляций .....	18
§2. Поиски и обнаружение нейтринных осцилляций на ядерных реакторах .....	19
2.1. Эксперименты на близких расстояниях от реактора .....	19
2.2. Эксперимент на далеком расстоянии от реактора .....	20
§3. Аномалия атмосферных нейтрино. Осцилляции атмосферных нейтрино .....	24
3.1. Эксперимент Kamiokande .....	24
3.2. Эксперимент SuperKamiokande .....	26
3.3. Ускорительные эксперименты .....	29
ГЛАВА II. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО .....	33
§1. Осцилляции в случае трёх типов .....	33
§2. Осцилляции в веществе .....	35
§3. Подтверждение феноменологической теории осцилляций в потоке солнечных нейтрино .....	36
ГЛАВА III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ УГЛА СМЕШИВАНИЯ $\theta_{13}$ НА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ. ОТКРЫТИЕ УГЛА СМЕШИВАНИЯ $\theta_{13}$ .....	40
§1. Красноярск .....	40
§2. Double Chooz .....	45
2.1. Место расположения эксперимента .....	45
2.2. Детектор .....	46
2.3. Фоны детектора .....	48
2.4. Результат измерений .....	50

§3. Daya Bay .....	54
§4. RENO .....	59
<b>ГЛАВА IV. ПОИСКИ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО .....</b>	<b>64</b>
§1. Эксперименты на ускорителях на близких расстояниях .....	64
§2. Необычный результат калибровки детекторов солнечных нейтрино .....	67
§3. Совместный анализ реакторных экспериментов .....	68
§4. Новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов .....	79
§5. Проекты экспериментов по поиску стерильных нейтрино .....	81
<b>ГЛАВА V. МЕТРОЛОГИЯ В РЕАКТОРНОЙ НЕЙТРИННОЙ ФИЗИКЕ ..</b>	<b>88</b>
§1. Энергия на акт деления .....	88
§2. Спектр антинейтрино ядерного реактора .....	105
<b>ГЛАВА VI. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДНЫХ НЕЙТРИННЫХ         ПОТОКОВ .....</b>	<b>118</b>
§1. Геонейтрино, геореактор и реакторные антинейтрино .....	121
§2. Нейтрино от сверхновых .....	127
§3. Диффузный фон реликтовых нейтрино .....	132
§4. Солнечные нейтрино .....	134
§5. Конструкция детектора на Баксане .....	137
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>141</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА .....</b>	<b>146</b>

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность исследования и степень разработанности проблемы нейтринных осцилляций

Нейтрино – одна из самых загадочных и трудноуловимых частиц. Ее существование было предсказано В. Паули в 1920 году [1] для объяснения немонохроматического спектра бета-частиц. Впервые она была зарегистрирована в 1953 году, через 30 лет после теоретического предсказания группой Ф. Райнеса [2].

Позднее было открыто, что есть два разных типа нейтрино: одно рождается в  $\beta^-$ , другое в  $\beta^+$  распаде. В опыте Р. Дэвиса в 1955 г. на ядерном реакторе было показано, что это разные частицы [3]. Соответственно, они были названы нейтрино и антинейтрино. Во время бурного развития физики частиц (вторая половина XX века) были открыты еще два типа, или как сейчас принято говорить, флейвора нейтрино: мюонное и таонное со своими анти партнерами. Всего сейчас известно три активных типа нейтрино: электронное, мюонное и таонное. Как было показано в экспериментах по измерению ширины распада  $Z^0$  бозона, только три типа активных нейтрино и должны существовать ( $2.984 \pm 0.008$  [4]). Косвенно это подтверждается опытами по поиску нейтринных осцилляций. Было обнаружено существование двух разностей масс квадратов, отличающихся почти на два порядка по величине, что достаточно для существования трех типов нейтрино.

Для изучения нейтрино ядерные реакторы стали использоваться с самого начала экспериментов по поиску этой частицы. Они являются самыми мощными на Земле источниками электронных антинейтрино. Современный ядерный реактор с тепловой мощностью 3 ГВт излучает примерно  $6 \times 10^{20}$  антинейтрино в секунду. Они удобны для исследования нейтрино, так как

поток нейтрино компенсирует малость его сечения взаимодействия с веществом (самое большое по величине сечение взаимодействия у антинейтрино с протоном, оно составляет около  $6 \times 10^{-43} \text{ см}^2$ ). При помощи ядерных реакторов было сделано три важных открытия в физике нейтрино: во-первых, само нейтрино было экспериментально обнаружено именно в потоке ядерного реактора, во-вторых, было подтверждено существование нейтринных осцилляций солнечных нейтрино и, в-третьих, совсем недавно были открыты осцилляции электронных нейтрино в таонные.

Мы рассмотрим, как проводились эксперименты на ядерных реакторах в конце XX и начале XXI веков, когда были совершены эти открытия, затем рассмотрим перспективы использования ядерных реакторов для исследования свойств электронных антинейтрино в будущем.

Бурная постановка экспериментов на ядерных реакторах началась в 80-х годах, когда было обнаружена нехватка солнечных нейтрино [5]. Одним из объяснений этого феномена были нейтринные осцилляции. Сразу несколько групп начали эксперименты по поиску нейтринных осцилляций. Одна группа, открывшая антинейтрино, продолжала работы в Savannah River (США) [6], три других работали в Европе: две во Франции (атомная станция Бюже [7] и Институт Лауэ-Ланжевена в Гренобле [8]) и одна в Германии в Гесгене [9]. В Советском Союзе работали две группы: одна на Ровенской АЭС [10], другая на реакторе в Красноярске [11]. Всю эту группу экспериментов называют экспериментами на близких расстояниях, так как расстояния до ядерного реактора в этих измерениях не превышали 100 м.

В этих экспериментах осцилляций найдено не было, хотя от группы Бюже поступало сообщение об их наблюдении, но позднее они пересмотрели свои результаты и обнаружили ошибку в анализе. Результаты экспериментов обычно представляются в виде графиков ограничений на параметры осцилляций.

По мере накопления опыта таких экспериментов совершенствовалась методика и техника эксперимента. В конце 90-х годов были выполнены два эксперимента на расстояниях 1 км и 750 м от ядерного реактора. Первый был сделан во Франции на станции Шо (Chooz) [12], а второй – в США, недалеко от станции Пало Верде (Palo Verde) [13]. Они также не нашли осцилляций на этих расстояниях, но установили самое сильное ограничение на параметры осцилляций электронных антинейтрино. После этого реакторные эксперименты на время были прекращены.

Далее в истории изучения нейтрино произошли важные события. В начале XXI века подтвердилась нехватка нейтрино от Солнца, которая была обнаружена уже в первых экспериментах с солнечными нейтрино на мишени  $^{37}\text{Cl}$  [5], в новых экспериментах с галлием ( $^{71}\text{Ga}$ ) [14], что усилило подозрения на существование осцилляций нейтрино. Позднее были обнаружены аномалии в потоках нейтрино высоких энергий в атмосфере и объяснены эти аномалии осцилляциями мюонных нейтрино в таонные [15]. Затем в эксперименте SNO [16] было экспериментально показано разделение потока электронных солнечных нейтрино на две неравных составляющих. Электронные нейтрино составляли одну треть общего потока.

На основании полученных из анализа экспериментов параметров осцилляций был предложен эксперимент на ядерном реакторе для проверки осцилляций электронных нейтрино. Он был успешно осуществлен в 2005 г. в Японии детектором KamLAND [17]. На этом детекторе был измерен энергетический спектр антинейтрино от ядерных реакторов, расположенных на эффективном расстоянии 160-180 км от детектора. Спектр оказался искаженным в точности с предсказанными параметрами, полученными из экспериментов с солнечными нейтрино.

Таким образом, исследования нейтрино различных энергий и типов привели к открытию феномена осцилляций. Было экспериментально показано, что нейтрино разных типов могут превращаться друг в друга. Была

сформулирована феноменологическая теория нейтринных осцилляций, в которой имеется матрица смешивания нейтрино, описывающая вероятность перехода одного типа нейтрино в другой. Были доказаны превращения электронных нейтрино в мюонные (солнечные) и мюонных в таонные (атмосферные). Однако не удавалось обнаружить канал превращения таонных нейтрино в электронные.

Из измерений следовало, что массовый параметр осцилляций (разность квадратов масс массовых состояний) в атмосферных и солнечных экспериментах отличаются в 50 раз. Значит, должна быть возможность наблюдать прямой переход электронных нейтрино в таонные с массовым параметром, близким к параметру атмосферных осцилляций, но пока неизвестной амплитудой. Предложение эксперимента по поиску таких осцилляций на ядерном реакторе впервые было сделано в работе [18]. Предполагалось, что этот параметр может быть очень малым и следовало значительно увеличить чувствительность эксперимента. Было предложено использовать два идентичных детектора, размещенных на таких расстояниях, чтобы максимально проявился эффект осцилляций. При этом систематическая ошибка суммарного измерения сильно подавляется за счет идентичности детекторов, а статистическая может быть сделана сколь угодно малой за счет времени измерения.

Основываясь на этой идее, было предложено множество проектов по измерению угла  $\theta_{13}$ , точнее параметра  $\sin^2 2\theta_{13}$ , который является амплитудой перехода электронных нейтрино в таонные согласно феноменологической теории осцилляций. Была подготовлена «Белая статья» (White paper) [19], в которой обосновывалась возможность измерения этого угла. В настоящее время реализованы три проекта, которые используют принцип двух идентичных детекторов для измерения угла  $\theta_{13}$ : Double Chooz во Франции [20], Daya Bay в Китае [21] и RENO в Южной Корее [22]. В 2011 году первые измерения Double Chooz неожиданно выявили достаточно большое значение

этого угла (около  $10^\circ$ ). В 2012 году это значение было подтверждено с большей точностью двумя другими экспериментами.

В настоящее время матрица смешивания нейтрино является полностью заполненной по всем членам за исключением комплексной фазы  $\delta$  нарушения CP симметрии. Эта фаза может быть получена при помощи экспериментов с высокоэнергетическими нейтрино на ускорителях. При этом современные реакторные эксперименты по измерению  $\theta_{13}$  позволяют резко ограничить набор возможных значений фазы  $\delta$ , определяя коридор значений угла  $\theta_{13}$ .

В мировой нейтринной физике уже на протяжении многих лет особняком стоит проблема поиска стерильных нейтрино. Предполагается, что наряду с активными нейтринными состояниями – электронным, мюонным и таонным – возможно существование и их стерильных состояний, которые никак не взаимодействуют с веществом. О существовании стерильных нейтрино может свидетельствовать обнаружение третьего массового параметра  $\Delta m^2$ , не равного уже найденным [23]. Неявные указания на наличие такого параметра следуют из ряда экспериментов. Сначала это были данные эксперимента LSND [24], затем они были частично подтверждены экспериментом MiniBOONE [25]. В 2000-х гг. проводилась калибровка двух экспериментов по измерению потока солнечных нейтрино с галлием в качестве мишени с использованием нейтринных источников [26]. Данные экспериментов продемонстрировали нехватку нейтрино от источника при их регистрации в установках. При этом при объяснении этого недобора событий возникает область осцилляционных параметров, сходная с экспериментами на ускорителях. Косвенные указания следуют также и из реакторных экспериментов на коротких расстояниях. При измерении спектра антинейтрино на различных расстояниях возникают осцилляционные параметры при описании данных различных экспериментов. В каждом отдельном эксперименте вероятность этих осцилляций оказывается меньше, чем вероятность их отсутствия, но настораживает близость найденных

параметров. В работе [27] был найден метод, позволяющий проводить совместный анализ разных реакторных экспериментов, несмотря на различие их спектральных характеристик. Этот анализ показал возможные области параметров осцилляций такого типа. Наконец, недавно был представлен новый расчет компонентов реакторного антинейтринного спектра – спектров отдельных делящихся изотопов ( $^{235, 238}\text{U}$ ,  $^{239, 241}\text{Pu}$ ) [28], основанный на новых экспериментальных данных о бета-спектрах осколков деления и новой методике расчета. Этот спектр отличается по нормировке от других предсказываемых спектров. После пересчета данных ранних нейтринных реакторных экспериментов с использованием этого спектра оказалось, что существует недобор данных почти во всех экспериментах, что может указывать на исчезновение нейтрино из потока за счет осцилляций.

В настоящее время существует ряд проектов, нацеленных на создание нейтринного детектора для практического применения в области гарантий нераспространения ядерных материалов. Такие детекторы могли бы измерять на расстоянии некоторые параметры ядерного реактора, такие, например, как мощность и энерговыработка. Одновременно такой детектор теоретически может определять состав ядерного топлива реактора [29] по форме антинейтринного спектра в текущий момент кампании реактора. Определение состава активной зоны может помочь в определении наработанного плутония  $^{239}$ , который может быть использован в изготовлении ядерных боеприпасов. Такой детектор должен располагаться в непосредственной близости от активной зоны реактора (10-20 м), чтобы обладать достаточной статистической точностью. На этих расстояниях как раз и должны в наибольшей степени проявляться осцилляции, указания на которые следуют из вышеприведенных экспериментов.

Открытие осцилляций в стерильное состояние может привести к пересмотру феноменологической теории и расширению ее до четырех и более типов.

В настоящее время становится актуальной задача исследования природных нейтринных потоков, происходящих от множества явлений с рождением нейтрино [30]. Там также проявляются осцилляции. В большинстве своем эти потоки имеют достаточно малую интенсивность, поэтому для их регистрации сегодня предлагаются детекторы нового поколения, имеющие чрезвычайно низкий уровень фонов и очень большой объем мишени. Эти детекторы также могут служить мишенью для направленных пучков нейтрино от ускорителей. Это позволяет исследовать как сами осцилляции нейтрино, так и определять иерархию нейтринных масс. Ускорительные пучки предположительно должны определить  $\delta$ -фазу CP нарушения, о чем говорилось выше.

Один из проектов создания большого сцинтилляционного детектора предложен в нашей стране. В Институте ядерных исследований РАН с 70-х годов прошлого века существует подразделение на Кавказе недалеко от Эльбруса. Там создана нейтринная обсерватория, включающая в себя комплекс детекторов для измерения потока солнечных нейтрино и регистрации вспышек сверхновых. В настоящее время на базе обсерватории может быть создан новый детектор, позволяющий регистрировать слабые природные нейтринные потоки. При этом такой детектор будет регистрировать и антинейтринное излучение от ядерных реакторов, созданных человеком и расположенных в разных уголках нашей планеты. Антинейтринное излучение, проходя различные расстояния от всех ядерных реакторов, создают своеобразный спектр в месте расположения детектора. Форма этого спектра определяется конфигурацией ядерных реакторов относительно места расположения детектора за счет нейтринных осцилляций. Таким образом, здесь могут исследоваться осцилляции нейтрино и иерархия масс нейтринных состояний.

### Цели работы.

1. Обнаружение ранее не наблюдавшегося угла смешивания нейтрино  $\theta_{13}$  в эксперименте с антинейтрино от ядерного реактора. Учитывая, что массовый параметр  $\Delta m^2_{13}$ , примерно равен  $\Delta m^2_{23}$ , то максимальный эффект осцилляций должен проявляться на расстояниях 1-2 км от ядерного реактора, учитывая энергетический спектр реакторных нейтрино. Измерение последнего элемента матрицы смешивания стало возможным после предложенного автором нового метода проведения эксперимента с использованием двух идентичных детекторов, расположенных на разных расстояниях от ядерного реактора. Был представлен проект эксперимента, который должен был десятикратно увеличить чувствительность к амплитуде осцилляций. Предполагалось, что искомый параметр осцилляций может быть менее 0.03, что предъявляет соответствующие требования к чувствительности.

2. Поиск осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние. Разработка методов, позволяющих анализировать совместно данные разнородных экспериментов. Анализ ранее сделанных измерений спектров антинейтрино от реактора разными группами исследователей.

3. Улучшение метрологической базы реакторных экспериментов. Разработка метода получения спектров антинейтрино парциальных делящихся изотопов из экспериментально измеренного спектра антинейтрино. Метод применяется к спектру антинейтрино, измеренного для стандартного состава топлива реактора на ровенской АЭС в 1988-1990.

4. Разработка научного обоснования для постройки большого сцинтилляционного детектора в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН для измерения природных нейтринных потоков.

### Научная новизна и практическая ценность работы.

Предложен новый метод проведения эксперимента с реакторными нейтрино с использованием двух идентичных детекторов, расположенных на разных расстояниях от реактора.

Впервые обнаружены осцилляции антинейтрино в канале, не наблюдавшемся ранее. Эффект осцилляций был обнаружен на предсказанном расстоянии от источника антинейтрино. Такое же значение величины угла смешивания  $\theta_{13}$  было получено в сходных реакторных экспериментах Daya Bay и RENO.

Предложен оригинальный метод анализа реакторных экспериментов, выполненных ранее в разных странах по поиску нейтринных осцилляций на близких расстояниях. Метод основывается на анализе отношений энергетических спектров, измеренных на разных расстояниях вместо анализа абсолютных спектров.

Совместный анализ отношений спектров антинейтрино, полученных в экспериментах на разных расстояниях от реактора, выявил области возможных параметров осцилляций, которые перекрывается с областями, следующими из экспериментов с не реакторными нейтрино.

При анализе данных экспериментов с реакторными антинейтрино требуется точное знание энергии, выделяемой при делении основных делящихся изотопов. Получены новые значения энергий деления для четырех изотопов:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ . Удалось вдвое улучшить точность значений энергий деления. В настоящее время эти значения используются как эталонные во всех реакторных экспериментах.

Предложен метод выделения спектров антинейтрино отдельных изотопов из экспериментального спектра антинейтрино. Впервые получен спектр  $^{238}\text{U}$ , который ранее получался только расчетным путем.

Предложен проект сцинтилляционного детектора с большой массой мишени (больше 10 кт) для регистрации нейтринных и антинейтринных потоков природного происхождения. Проведены расчеты спектров антинейтрино, которые могут регистрироваться таким детектором. Показана возможность создания такого детектора на базе Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН.

#### Положения, выносимые на защиту:

1. Предложен метод использования двух идентичных детекторов для проведения экспериментов в потоке реакторных антинейтрино. Метод позволяет избавиться от систематической ошибки, связанной с реакторными спектрами и параметрами детектора.

2. Экспериментально измерен последний угол смешивания нейтрино из матрицы Маки-Накагавы-Сакаты-Понтекорво  $\theta_{13}$  при осцилляциях реакторных электронных антинейтрино в таонные минуя мюонное состояние. Измеренный в Коллаборации Double Chooz угол смешивания составил  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030$  (стат.)  $\pm 0.025$  (сист.) при значении разницы квадратов масс атмосферных нейтрино  $\Delta m_{32}^2 = 2.32 \pm 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>.

3. Предложен метод анализа разнородных экспериментов на основе отношений спектров, не зависящий от функции отклика детектора.

4. На основе анализа реакторных экспериментов получено указание на возможное существование четвертого типа нейтрино (возможно стерильного). Массовый параметр осцилляций в это состояние  $\Delta m_{14}^2 = 0.9 \text{ эВ}^2$  при амплитуде  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.04-0.05$ .

5. Предложен метод разделения экспериментального спектра антинейтрино, измеренного в ровенском эксперименте при стандартном составе топлива активной зоны ядерного реактора на составляющие его компоненты от четырех основных делящихся изотопов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ).

6. Впервые экспериментально получен спектр  $^{238}\text{U}$ , который ранее учитывался только расчетным путем.

7. Получено научное обоснование, показывающие возможность создания большого сцинтилляционного детектора для регистрации природных нейтринных потоков. Были проведены расчеты эффекта в детекторе от различных природных потоков и показано, что необходимая статистика от геонейтрино может быть набрана детектором с мишенью 5-10 кт за 10 лет измерений. При этом вспышка сверхновой в центре нашей Галактики будет уверенно зарегистрирована со статистикой в несколько тысяч событий.

#### Степень достоверности и апробация результатов работы.

Результаты работы докладывались автором на научных семинарах Курчатовского Института, Дубны и ИЯИ РАН; на международной школе по физике слабых взаимодействий при низких энергиях в 1990 г. (LEWI-90); на Международной конференции в Японии (Conference on Neutrino Science, Сендаи, Япония) 2002; Международных конференциях NANP (1999-2005, Дубна); Международной конференции Neutrino Geoscience 2010 (Италия); рабочих совещаниях Коллаборации Double Chooz.

## ГЛАВА I.

### ПОИСКИ И ОТКРЫТИЕ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

#### §1. Загадка солнечных нейтрино и гипотеза осцилляций нейтрино

##### 1.1. Хлор-аргоновый эксперимент.

Вторым по мощности нейтринным источником на Земле после ядерных реакторов является Солнце. В конце 60-х годов XX века в США организовалась группа по измерению потока солнечных нейтрино, возглавляемая Раймондом Дэвисом (Raymond Davis) [5]. Установка для регистрации нейтрино была создана в 1965-1967 гг. Располагалась она в бывшей золотой шахте в Хоумстэйк (Homestake) на глубине 1478 м ниже поверхности земли, что составляет  $4200 \pm 100$  м в пересчете на воду (так называемые м.в.э. – метры водного эквивалента).

В эксперименте использовался радиохимический метод регистрации нейтрино. В этом методе вещество-мишень выдерживается в измеряемом потоке нейтрино до состояния равновесия продуктов реакции в веществе мишени, то есть до того момента, когда сколько радиоактивных ядер – продуктов реакции образуется, столько же и распадается. В качестве мишени было выбрано ядро  $^{37}\text{Cl}$ , которое при поглощении нейтрино превращается в ядро радиоактивного  $^{37}\text{Ar}$  с периодом полураспада 35.04 дня. Реакция захвата нейтрино ядром  $^{37}\text{Cl}$  была предложена Бруно Понтекорво в 1946 г.



Реакция (1) имеет порог 0.814 МэВ, что позволяет регистрировать одну линию бериллиевых нейтрино ( $E_\nu = 0.863$  МэВ), линию пер нейтрино ( $E_\nu = 1.442$  МэВ) и практически весь спектр борных нейтрино ( $E_\nu < 15$  МэВ). В таблице 1 приведены сведения о реакциях солнечного цикла, служащих



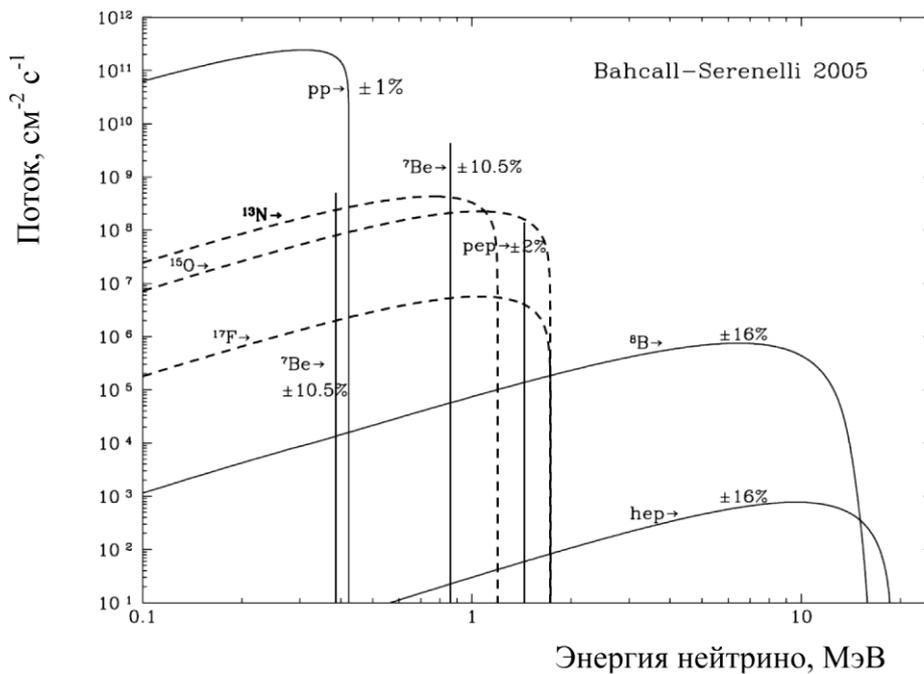
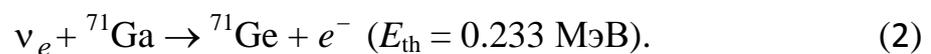


Рис. 1. Спектры солнечных нейтрино из [31].

Измеренный поток солнечных нейтрино составил  $2.56 \pm 0.16$  (stat.)  $\pm 0.16$  (syst.) SNU. SNU – специальная единица для измерения редких событий, введенная в этом эксперименте.  $1 \text{ SNU} = 1$  событие в секунду на  $10^{36}$  ядер мишени. Ожидаемое же значение, предсказанное разными авторами, оказалось гораздо больше измеренного. В работе [32] ожидалось  $9.3 \pm 1.3$  SNU, в [33]  $6.36$  SNU и в [34]  $7.64$  SNU.

## 1.2. Галлий-германиевый эксперимент.

На 20 лет позднее хлор-аргонового эксперимента в строй вступил другой радиохимический эксперимент, использующий в качестве мишени  $^{71}\text{Ga}$ , который имеет порог регистрации нейтрино ниже, чем  $^{37}\text{Cl}$  более чем на  $0.5$  МэВ ( $0.233$  МэВ).



Реакция (2) на галлии была предложена В.А. Кузьминым в 1965 г. [35]. Ожидалось, что этот эксперимент прояснит ситуацию с солнечными нейтрино.

Почти одновременно стартовали две установки: в 1989 г. на Кавказе в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН [36] и в 1991 г. в лаборатории Гран Сассо в Италии (Gallex), которая вела измерения до 1997 г. [37] и затем трансформировалась в эксперимент GNO, который работал до 2003 г. [38]. Эксперимент с галлием в БНО продолжается до сих пор [39].

За время измерений была набрана большая статистика, которая позволила уверенно подтвердить результат хлор-аргонового эксперимента: поток нейтрино, который регистрируется, оказывается меньше предсказываемого теоретически. Усреднённый по всем годам измерений результат эксперимента SAGE в БНО составляет  $65.4 \pm 3$  (stat.)  $\pm 2.7$  (syst.) SNU. При усреднении этого результата с данными Gallex+GNO ( $69.3 \pm 5.5$  (stat.+syst.) SNU) получается значение  $66.1 \pm 3.1$  SNU.

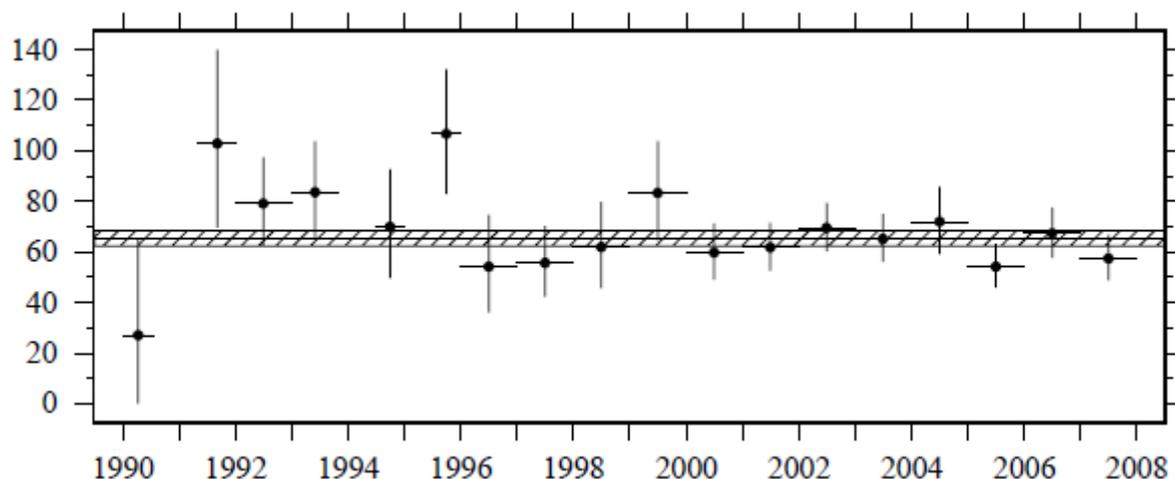


Рис. 2. Скорость счета детектора SAGE по годам.

Предсказываемое значение по стандартной солнечной модели составляет  $129 \pm 8$  SNU, что почти в два раза превышает измеренное значение.

### 1.3. Гипотеза нейтринных осцилляций

Для объяснения результатов солнечных радиохимических экспериментов была выдвинута гипотеза нейтринных осцилляций. В то время еще не был открыт тау-лептон и не предполагалось существование третьего нейтрино. Обсуждался вариант простых осцилляций электронных нейтрино в мюонные. За основу была принята теория осцилляций, предложенная Б. Понтекорво [40]. Согласно этой гипотезе нейтрино смешиваются, то есть каждый наблюдаемый тип состоит из двух массовых состояний в определенной пропорции.

$$|\nu_e\rangle = |\nu_1\rangle \cos\theta + |\nu_2\rangle \sin\theta \quad (3)$$

$$|\nu_\mu\rangle = -|\nu_1\rangle \sin\theta + |\nu_2\rangle \cos\theta$$

В источнике рождается определенный тип нейтрино  $|\nu_e\rangle$  или  $|\nu_\mu\rangle$ . Вероятность найти на расстоянии  $L$  нейтрино другого типа дается выражением:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right), \quad (4)$$

где  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$  – разность квадратов масс массовых нейтринных состояний. Соответственно, вероятность на расстоянии  $L$  не перейти в другой тип, а остаться в том же состоянии есть

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu). \quad (5)$$

Для практического использования формулы (5) или (4) в выражение с массовым членом надо ввести обезразмеривающий коэффициент  $\frac{1}{\hbar c}$  и тогда формула (5) приобретет вид:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.267 \Delta m^2 L}{E}\right), \quad (6)$$

где  $\Delta m^2$  – в эВ<sup>2</sup>,  $L$  и  $E$  в м и МэВ или в км и ГэВ, соответственно. Вводится также длина осцилляций – расстояние, на котором наблюдается максимальное превращение нейтрино в другой тип при определенной энергии.

$$L_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} = 2.48 \text{ [км]} \frac{E \text{ [ГэВ]}}{\Delta m^2 \text{ [эВ}^2\text{]}} \quad (7)$$

## **§2. Поиски и обнаружение нейтринных осцилляций на ядерных реакторах**

### **2.1. Эксперименты на близких расстояниях от реактора**

Наблюдаемая аномалия при регистрации потока солнечных нейтрино и гипотеза о существовании нейтринных осцилляций вызвала всплеск экспериментальных исследований в потоках антинейтрино от ядерного реактора. Так как параметры осцилляций еще не были известны, то эксперименты ставились на множестве реакторов на разных расстояниях в надежде найти эффект с полным смешиванием. Поиски осцилляций на реакторах начались в 80-е годы прошлого века.

Размеры детекторов были в пределах кубического метра, что позволяло вести эксперименты на сравнительно небольших расстояниях до 100 м. Во всех экспериментах осцилляций обнаружить не удалось. В конце 90-х годов были выполнены два эксперимента на расстоянии около 1 км, которые использовали детекторы объемом до 5 м<sup>3</sup>, однако тоже безрезультатно [13, 14]. На рис. 3 показано отношение измеренного нейтринного эффекта к ожидаемому в отсутствие осцилляций в зависимости от расстояния до ядерного реактора. Все точки на графике в пределах одной-двух погрешностей лежат вблизи единицы вплоть до расстояний в один километр.

Измерения потока антинейтрино во всех экспериментах велось примерно одинаково. Для этого использовалась реакция обратного бета-распада на ядерно-свободном протоне



Эта реакция имеет наибольшее сечение среди других реакций с участием антинейтрино для энергий реакторного спектра. В качестве мишени использовался либо жидкий сцинтиллятор, содержащий большое число ядер водорода, либо вода. Детекторы использовались как гомогенные, так и гетерогенные.

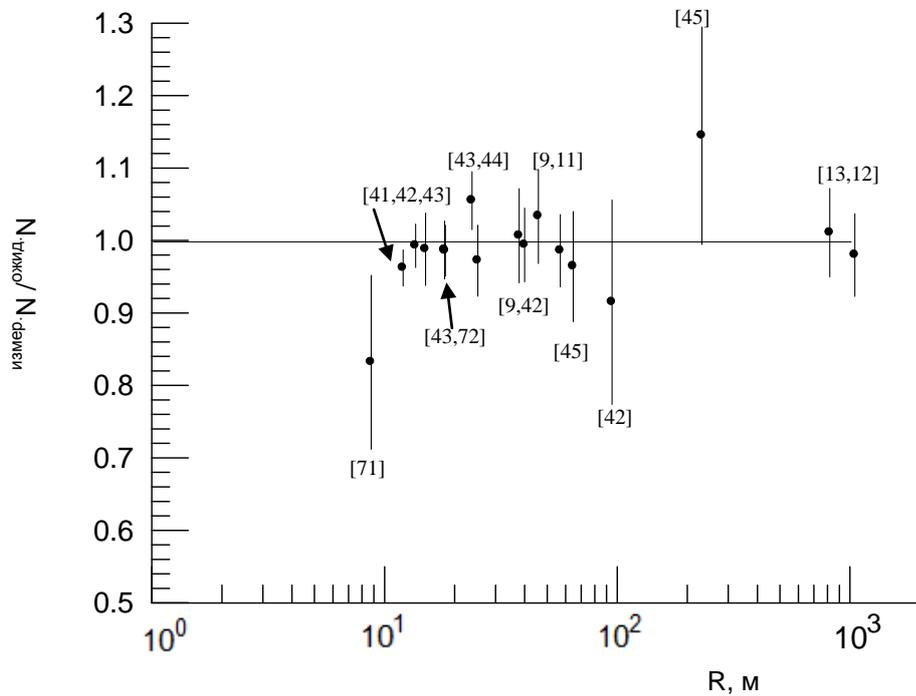


Рис. 3. Отношение эффектов измеренного и ожидаемого в реакторных экспериментах.

## 2.2. Эксперимент на далеком расстоянии от реактора

Основным результатом экспериментов на близких расстояниях стало накопление опыта детектирования нейтрино и совершенствование экспериментальной техники, что позволило на рубеже веков создать детектор нового поколения большого объема. Детектор был построен в Японии и

получил название KamLAND – Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector [46].

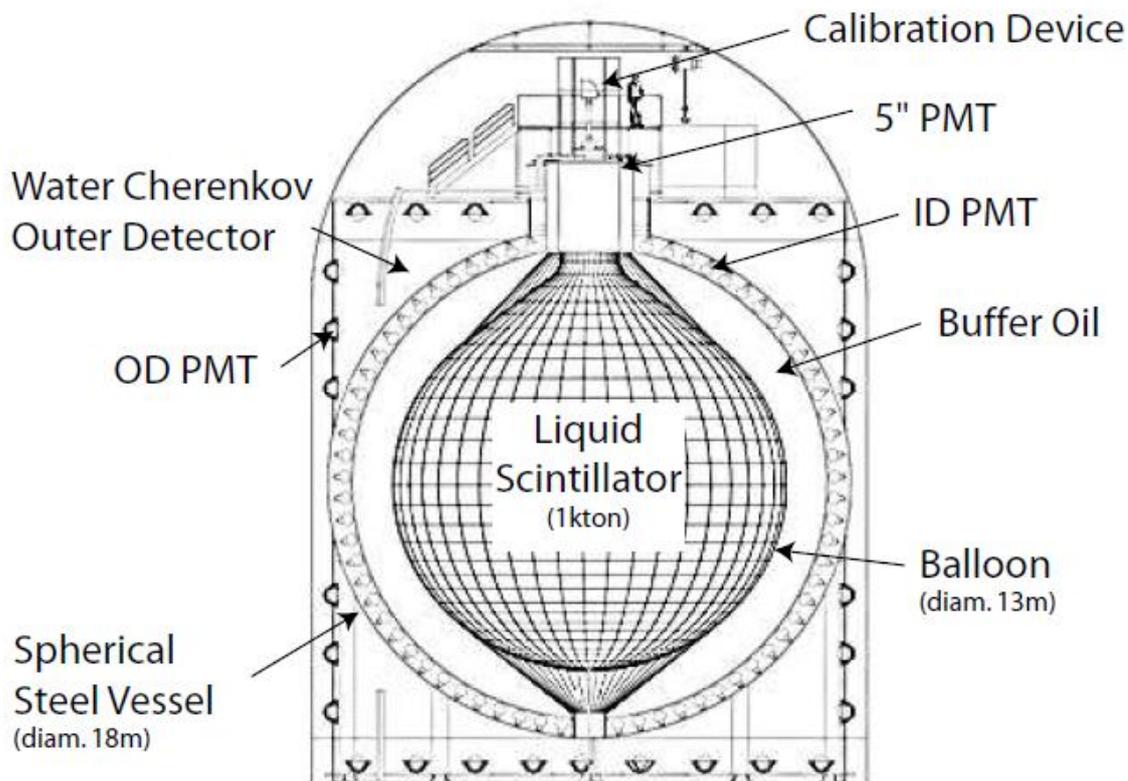


Рис. 4. Схематическое изображение детектора KamLAND (взято из [17]).

Детектор состоит из двух детекторов, вложенных один в один. Внутренний детектор представляет из себя нейлоновый сферический баллон диаметром 13 м, заполненный жидким сцинтиллятором, находящимся внутри стальной сферы диаметром 18 м, на которой закреплены фотоумножители (ФЭУ). Полное количество ФЭУ составляет 1874, из них 1325 – 17-дюймовые ФЭУ Hamamatsu R7250 и 554 – ФЭУ диаметром 20 дюймов, взятые от предыдущего детектора Kamiokande. Для анализа было достаточно использование только 17-дюймовых ФЭУ, так как они покрывают 22% общей поверхности. Пространство между сферами заполнено прозрачным не

сцинтилирующим минеральным маслом и служит буфером и световодом. Масса мишени в нейлоновой сфере составляет 1000 т.

Внешний детектор занимает пространство между цилиндрической выемкой в скале и стальной сферой внутреннего детектора. Он служит в качестве активной защиты от космических мюонов.

Детектор изначально предназначался для регистрации потоков реакторных антинейтрино от окружающих его ядерных реакторов. Среднее расстояние составляет 160-180 км (оно зависит от мощности работающих реакторов).

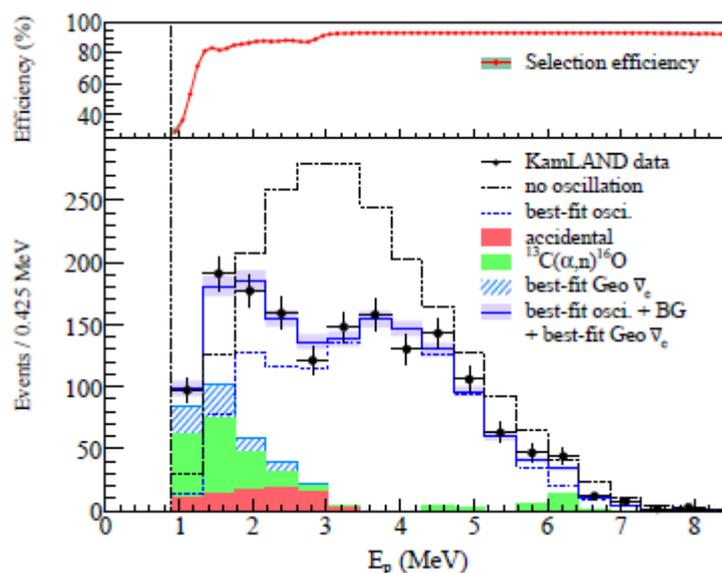


Рис. 5. Результат измерения спектра антинейтрино от реактора детектором KamLAND. Черные точки представляют измеренный спектр позитронов, штриховая линия – предсказываемый спектр позитронов в отсутствие осцилляций. Розовым цветом отмечен фон случайных совпадений, зеленым – спектр от гамма и нейтронов, вызванных реакцией  $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ . Сплошная синяя линия показывает ожидаемый спектр вместе фонами.

На рис. 5 представлены данные измерений спектра позитронов реакции (8) за несколько лет работы детектора. Суммарный поток антинейтрино соответствует эффективному расстоянию 180 км, как сообщается в [46]. Наблюдается искажение экспериментального спектра осцилляциями.

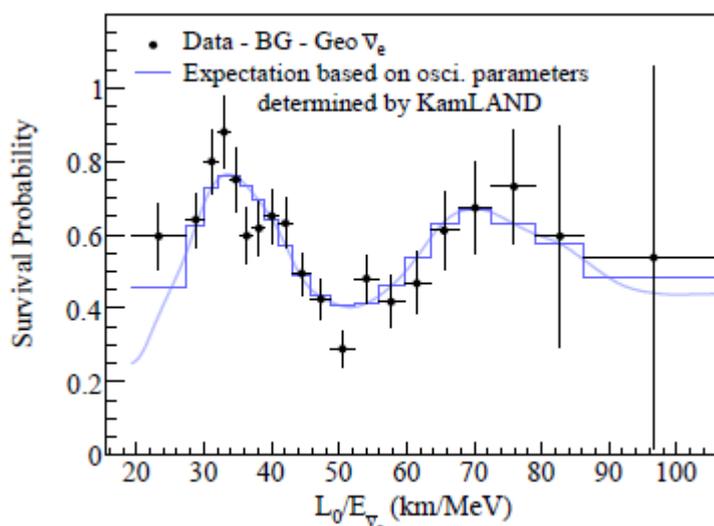


Рис. 6. Отношение измеренного спектра антинейтрино (фоны вычтены) к спектру без осцилляций.

На рис. 6 показана чистая осцилляционная функция, полученная из экспериментальных данных в сравнении с теоретической кривой с параметрами, соответствующими солнечным осцилляциям. По оси абсцисс отложено значение  $\frac{L}{E}$  из формулы (6).

В результате анализа измеренного спектра антинейтрино детектором KamLAND были получены параметры осцилляций антинейтрино, которые оказались такими же, как параметры, следующие из солнечных экспериментов. На рис. 7 показаны области параметров солнечных нейтрино из эксперимента KamLAND.

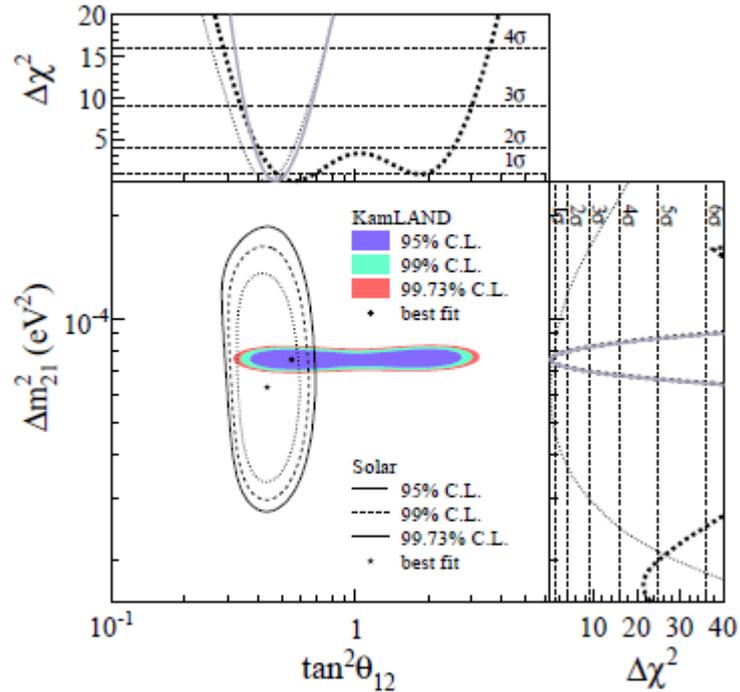


Рис. 7. Область параметров осцилляций, полученная по измерениям KamLAND в сравнении с параметрами осцилляций солнечных нейтрино.

Таким образом, измерения детектора KamLAND подтвердили осцилляции солнечных нейтрино. По данным KamLAND параметры осцилляций:  $\Delta m^2 = 7.58_{-0.13}^{+0.14}$  (stat.)  $_{-0.15}^{+0.15}$  (syst.),  $\text{tg}^2 \theta = 0.56_{-0.07}^{+0.10}$  (stat.)  $_{-0.06}^{+0.10}$  (syst.).

### §3. Аномалия атмосферных нейтрино. Осцилляции атмосферных Нейтрино

#### 3.1. Эксперимент Kamiokande

Сооружение детектора Kamiokande началось в 1982 году. Главной его целью было изучение распада протона, поэтому эксперимент и получил название KamiokaNDE – Kamioka Nucleon Decay Experiment [15]. Детектор представляет собой цилиндрический объем 16 м в высоту и 15.6 в диаметре, заполненный чистой водой. На стенках были закреплены фотоумножители с

диаметром фотокатода 20 дюймов. Общее количество 1000 штук. Полный объем мишени составлял 3000 т воды.



Рис. 8. Макет детектора Kamiokande (взят с сайта Коллаборации Kamiokande).

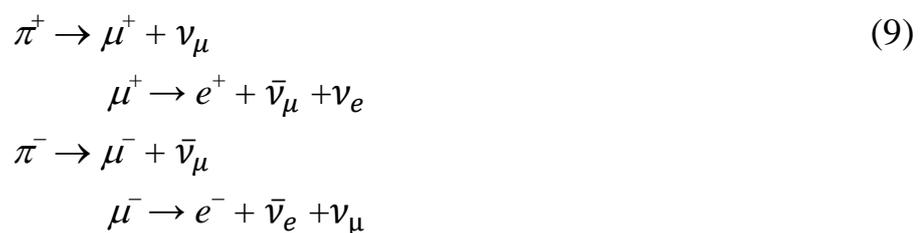
В 1985 году детектор был модернизирован и смог регистрировать нейтрино от Солнца. Модернизация заключалась в увеличении полости в горе, что дало возможность расположить снаружи детектор для защиты от космических мюонов. Также была изменена система очистки воды, что уменьшило содержание радона и позволило понизить порог регистрации.

В 1987 году модернизированный KamiokaNDE смог зарегистрировать нейтрино от сверхновой SN1987A.

Наряду с нейтрино от Солнца KamiokaNDE смог регистрировать нейтрино и антинейтрино из атмосферы. Результатом измерения атмосферных потоков нейтрино было обнаружение несоответствия предсказываемых потоков и регистрируемых. Это получило название

аномалии атмосферных нейтрино. Знание абсолютных потоков было на уровне 20%, в то время как отношение потока мюонных нейтрино к электронным известно с точностью около 5%.

Нейтрино рождаются в атмосфере в результате распада пионов, образующихся от бомбардировки верхних слоев атмосферы космическими лучами, главным образом протонами. Пионы распадаются на мюоны, а те в свою очередь на электроны. При этом на каждые два мюонных нейтрино рождается одно электронное.



На 2  $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)$  приходится 1  $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ . В эксперименте наблюдалось это соотношение меньше, чем 2. Точнее в эксперименте изучалась величина

$R = \frac{(\mu/e)_{\text{эксп}}}{(\mu/e)_{\text{расч}}}$ , которая должна быть единицей при отсутствии осцилляций. По результатам измерения Kamiokande  $R = 0.60_{-0.05}^{+0.06}$  (stat.)  $\pm$  0.05 (syst.).

### 3.2. Эксперимент SuperKamiokande

Детектор Super-Kamiokande [47] расположен рядом с местом расположения детектора Kamiokande. На месте старого Kamiokande был построен детектор KamLAND, а для Super-Kamiokande было выбрано новое место. Конструктивно он напоминает Kamiokande, но превышает его по размерам: цилиндр высотой 41.4 м и диаметром 39.3 м. Он вмещает 50000 т воды сверхвысокой очистки.

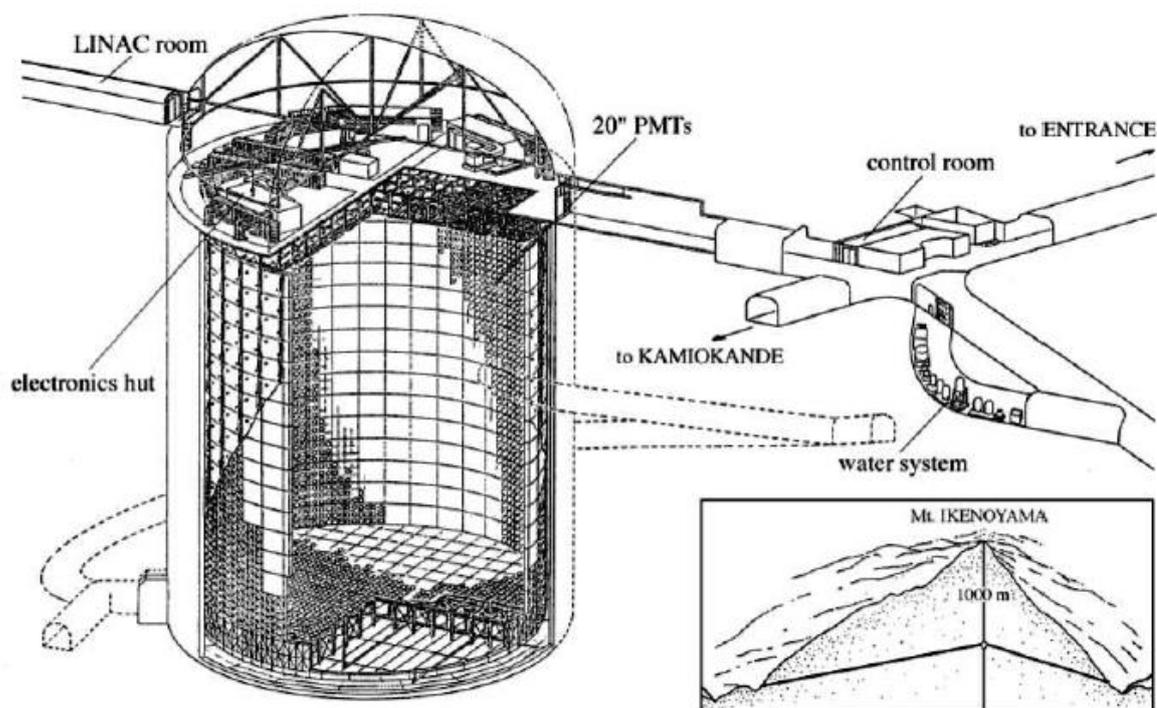


Рис. 9. Схема детектора Super-Kamiokande.

Детектор был создан с целью исследования аномалии атмосферных нейтрино и существенного продвижения в измерении времени жизни протона.

В 1998 году было опубликовано доказательство осцилляций атмосферных нейтрино, полученное детектором Super-Kamiokande [15]. Измеренное детектором Super-Kamiokande отношение  $R$  аналогичное Kamiokande  $R = 0.638 \pm 0.16(\text{stat.}) \pm 0.05 (\text{syst.})$ . Параметры осцилляций, следующие из измерений, оказались другими, нежели параметры солнечных нейтрино. Массовый член был почти на два порядка больше, а смешивание оказалось полным. Это свидетельствует о существовании как минимум трех нейтринных состояний.

На рис. 10 показано отношение экспериментальных точек к рассчитанным Монте Карло в зависимости от восстановленного значения  $\frac{L}{E}$ .

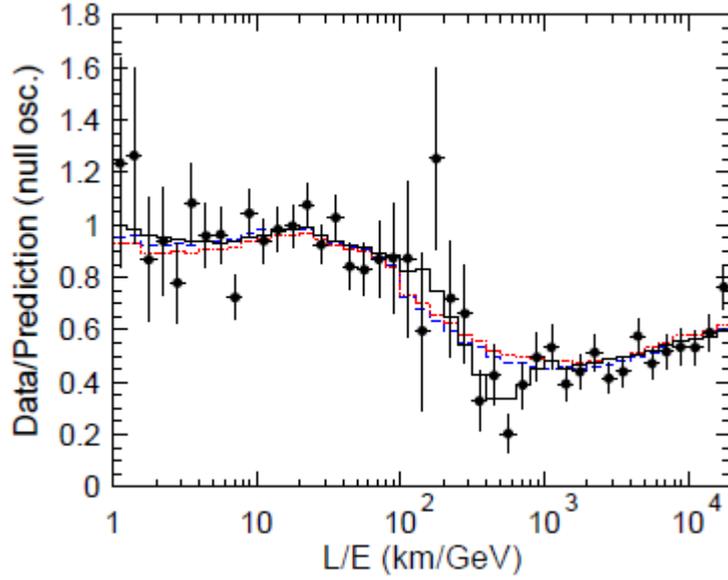


Рис. 10. Отношение измеренных данных к рассчитанным Монте Карло (в отсутствие осцилляций) в зависимости от восстановленного значения  $\frac{L}{E}$ . Черная линия – предсказываемая кривая. Синяя штриховая линия – предсказание для распада нейтрино, а красный пунктир – для эффекта декогерентности нейтрино.

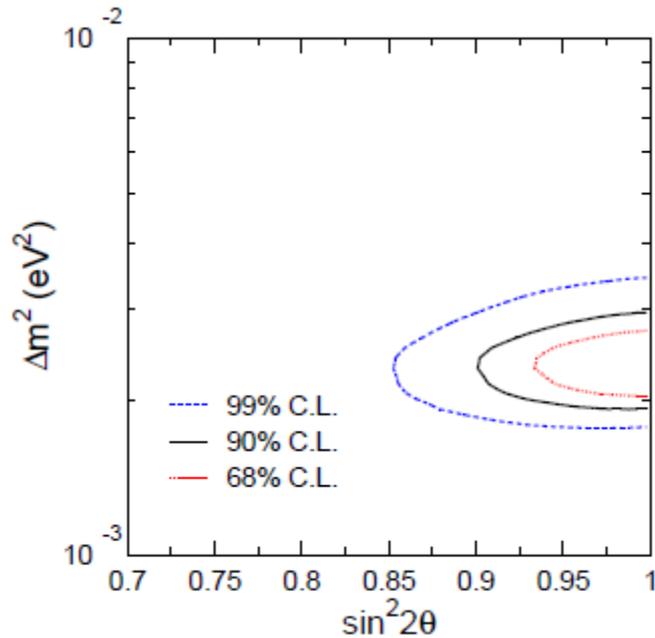


Рис. 11. Области разрешенных осцилляционных параметров из анализа данных Super-Kamiokande.

Параметры осцилляций, найденные в эксперименте Super-Kamiokande [48]:  $\sin^2 2\theta_{23} > 0.96$  (90 % C.L.),  $\Delta m_{23}^2 = (2.19_{-0.13}^{+0.14}) 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

### 3.3. Ускорительные эксперименты

Специально для проверки осцилляций атмосферных нейтрино был создан эксперимент MINOS – Main Injector Neutrino Oscillation Search [49]. Он стартовал в 2005 году. Пучок мюонных нейтрино производится источником NuMI в Фермилаб и проходит через два детектора: один сразу вблизи точки рождения в Фермилаб, а второй – на расстоянии 735 км в шахте Судан в Северной Миннесоте. Дальний детектор состоит из чередующихся стальных пластин и сцинтилляционных пластин. Общий вес детектора составляет 5.4 кт.

Измерения спектра мюонных нейтрино подтвердили существование нейтринных осцилляций с параметрами атмосферных нейтрино:

$$\sin^2 2\theta_{23} > 0.90 \text{ (90 \% C.L.)}, \Delta m_{23}^2 = (2.39_{-0.10}^{+0.09}) 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

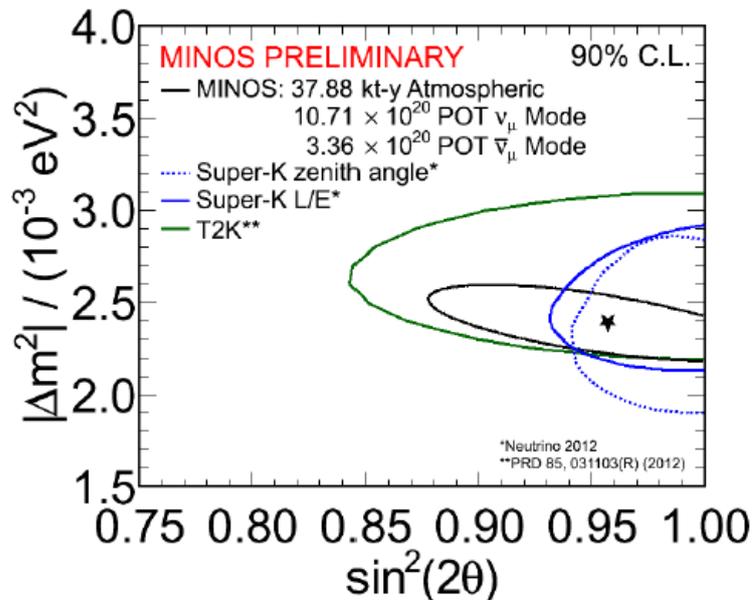


Рис. 12. Области разрешенных осцилляционных параметров из анализа данных MINOS.

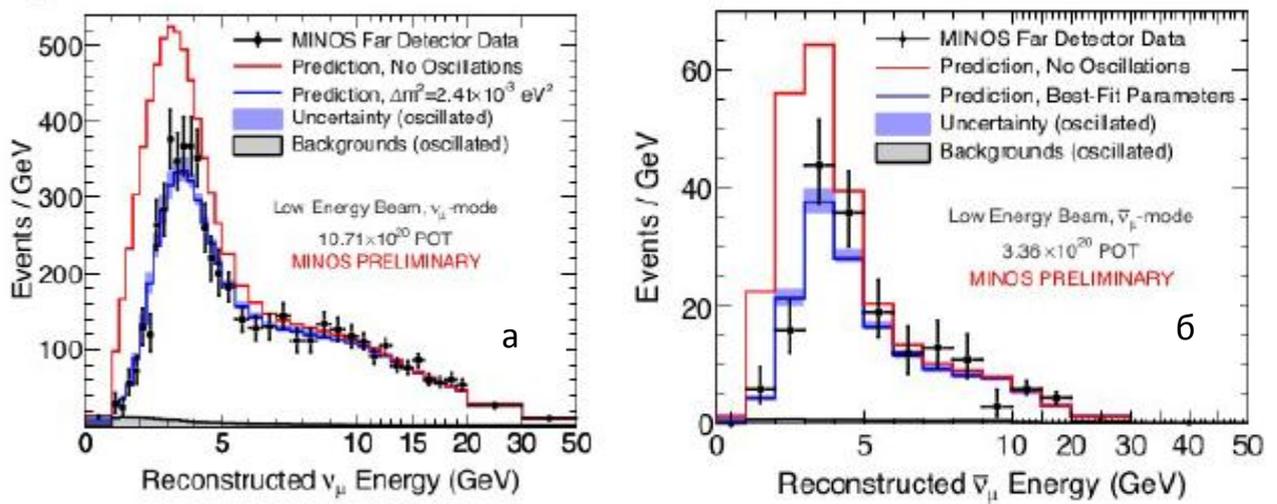


Рис. 13. Спектры мюонных нейтрино (а) и мюонных антинейтрино (б), детектируемые MINOS. Красная линия – предсказание без учета осцилляций, черные точки с ошибкой – экспериментальные данные, синяя линия – предсказание с осцилляциями.

Чуть ранее (1999-2004 гг.) в Японии проводился эксперимент K2K на пролетной базе 250 км от ускорителя КЕК до детектора Super-Kamiokande. В нем были получены примерно такие же результаты.

Сейчас в Японии работает эксперимент T2K [50], целью которого было улучшение данных K2K и поиски угла смешивания  $\theta_{13}$ . Детектором также является Super-Kamiokande, а ускоритель – J-PARK в Токай, на расстоянии 295 км от детектора нейтрино.

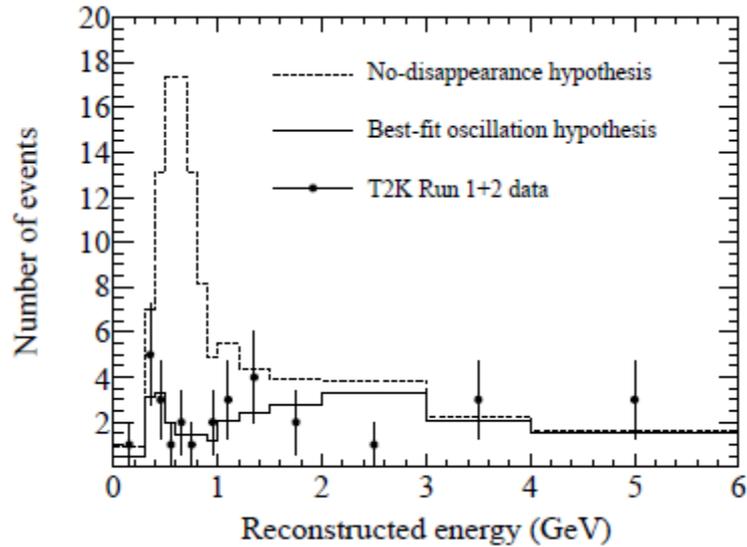


Рис. 14. Спектр мюонных нейтрино, зарегистрированный T2K. Штриховая линия – предсказание без учета осцилляций, черные точки с ошибкой – экспериментальные данные, сплошная линия – наилучшее описание с осцилляциями.

В результате анализа получены значения параметров осцилляций:  $\sin^2 2\theta_{23} > 0.85$  (90 % C.L.) (положение минимума хи квадрат при  $\sin^2 2\theta_{23} = 0.98$ ),  $\Delta m_{23}^2 = (2.65^{+0.12}_{-0.12}) 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

По результатам всех экспериментов с мюонными нейтрино на исчезновение (Super-Kamiokande, K2K, MINOS и T2K) Particle Data Group в 2012 году сообщает следующие параметры для осцилляций мюонных нейтрино в таонные:  $\sin^2 2\theta_{23} > 0.95$  (90 % C.L.),  $\Delta m_{23}^2 = (2.32^{+0.12}_{-0.08}) 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

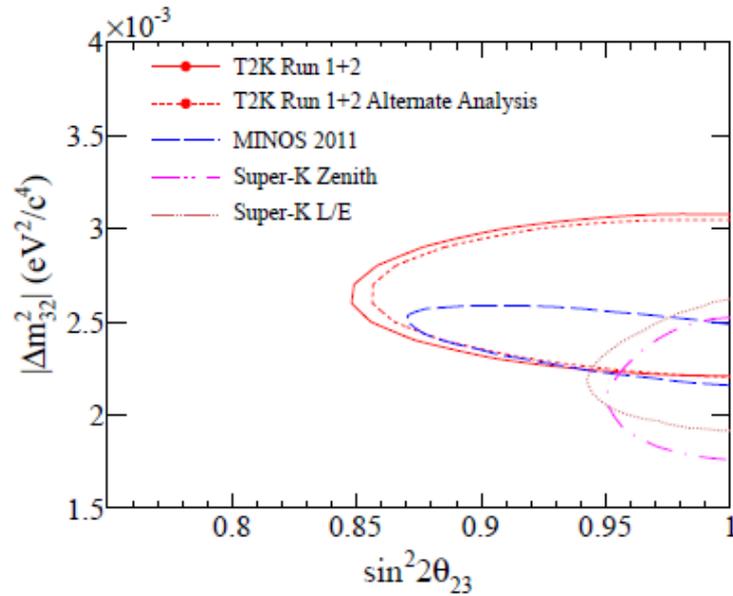


Рис. 15. Области разрешенных осцилляционных параметров из анализа данных T2K. Приведены также кривые MINOS (синяя штриховая линия) и Super-Kamiokande (фиолетовые линии) для атмосферных нейтрино.

### Выводы к Главе I

В результате экспериментов с солнечными и атмосферными нейтрино был обнаружен эффект осцилляций – возможность превращения нейтрино одного типа в нейтрино другого типа. Ускорительные и реакторные эксперименты подтвердили существование осцилляций. Найденные параметры осцилляций свидетельствуют о существовании трех типов нейтрино.

## ГЛАВА II.

### ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО

#### §1. Осцилляции в случае трёх типов нейтрино

Из описанных в предыдущей главе экспериментов с солнечными, атмосферными и ускорительными нейтрино следует существование двух наборов осцилляционных параметров с сильно отличающимися массовыми параметрами (разница квадратов масс), что свидетельствует о существовании, по крайней мере, трех активных состояний нейтрино.

В настоящее время создана феноменологическая теория, описывающая осцилляции активных типов нейтрино между собой [51, 52].

Нейтрино определенного типа ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) рождается в физических процессах и взаимодействиях. Этот тип нейтрино не имеет определенной массы, а является суперпозицией массовых состояний ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ), которые являются решениями уравнения Дирака. Это можно записать в следующем виде:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{i\alpha} |\nu_i\rangle, \quad (10)$$

где  $U_{i\alpha}$  – элемент матрицы смешивания Понтекорво -Маки-Накагавы-Сакаты (ПМНС),  $|\nu_\alpha\rangle$  – волновая функция наблюдаемого типа нейтрино,  $|\nu_i\rangle = e^{ipix}$  – волновая функция массового нейтринного состояния. Можно переписать это же выражение в матричном виде

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Матрицу ПМНС представляют в виде произведения четырех матриц, три из которых отвечает за осцилляции определенного типа (атмосферные, реакторные, солнечные), а одна учитывается, если нейтрино окажется майорановским.

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (12)$$

где  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ ,  $\delta$  – фаза нарушения CP симметрии, фазы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  имеют смысл, если нейтрино окажется майорановским.

Для вычисления вероятностей осцилляций в общем случае первые три матрицы перемножаются

$$U = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (13)$$

Чтобы вычислить вероятность осцилляций, надо воспользоваться следующим выражением:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \left[ \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \right]^2 + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) \quad (14)$$

Значения коэффициентов можно численно получить из измеренных экспериментально величин. В 2012 г. в Particle Data Group были опубликованы следующие значения осцилляционных параметров:

$$\Delta m_{21}^2 = (7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2 2\theta_{12} = 0.857 \pm 0.024,$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.32_{-0.08}^{+0.12}) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, \quad \sin^2 2\theta_{23} > 0.95,$$

$$\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2, \quad \sin^2 2\theta_{13} = 0.098 \pm 0.013.$$

## §2. Осцилляции в веществе

При распространении пучка нейтрино в веществе на него воздействует поле электронов, находящихся на пути нейтрино. При этом важным является плотность электронов на пути пучка. Эта электронная плотность изменяет параметры осцилляций таким образом, что может наблюдаться резонансное усиление эффекта осцилляций в средах с переменной плотностью. Такой механизм осцилляций в веществе был предложен С. П. Михеевым и А. Ю. Смирновым и независимо Л. Вольфенштайном [53, 54].

В общем случае вероятность перехода выражается тем же выражением, что и для вакуумных осцилляций, но параметры осцилляций меняются в зависимости от плотности электронов среды. Мы не будем подробно рассматривать эффекты осцилляций в среде, приведем только выражения, как меняются параметры осцилляций. Угол  $\theta$  заменяется на эффективный угол в веществе и  $\Delta m^2$  также меняется на эффективное значение согласно [52].

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{\lambda^2}, \Delta m_m^2 = \lambda \cdot \Delta m^2, \lambda = \sqrt{\sin^2 2\theta + \left(\cos^2 2\theta \mp \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2}\right)} \quad (15)$$

В (15) знак « $\mp$ » относится к нейтрино, а « $+$ » к антинейтрино.

Резонанс достигается при энергии

$$E \sim \frac{\Delta m^2}{2\sqrt{2}G_F N_e} . \quad (16)$$

### §3. Подтверждение феноменологической теории осцилляций в потоке солнечных нейтрино

В 2001 году появились результаты эксперимента SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [55], который измерял поток борных нейтрино от Солнца при помощи детектора с тяжелой водой. Изменялись скорости счета реакций нейтрино с дейтроном и электроном.



Реакция (17) заряженного тока (ЗТ) чувствительна только к электронным нейтрино, в то время как реакция (18) нейтрального тока (НТ) по развалу дейтрона нечувствительна к типу нейтрино, а в реакции (19) по упругому рассеянию нейтрино на электронах принимают участие все типы, но тяжелые нейтрино  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  входят с меньшим весом.

Детектор располагался в шахте INCO, Ltd. Creighton недалеко от Садбери (Sudbury) в провинции Онтарио (Канада) на глубине 6010 м водного эквивалента. Мишень детектора состояла из 1000 т тяжелой воды, залитой в корпус из органического стекла в виде гигантской сферической колбы диаметром 12 м. Сфера была окружена нормальной водой сверхвысокой очистки, заполнявшей нишу в виде цилиндра высотой 34 м и максимальным диаметром 22 м. Схема детектора показана на рис. 16.

Детектор SNO являлся водяным черенковским детектором с позиционной чувствительностью. Черенковский свет от продуктов реакций (17-19) регистрировался 9456-ю фотоумножителями с диаметром фотокатода 20 дюймов, расположенными на специальной конструкции, окружающей сферу мишени.

Измерения потока солнечных нейтрино проводились с увеличением точности в три этапа: 1. Регистрация черенковского света от электронов реакции (17), гамма-квантов от захвата нейтронов из (18) и электронов рассеяния (19) [55], 2. То же, но с добавкой NaCl для увеличения эффективности регистрации нейтронов за счет большей энергии гамма-квантов от захвата нейтронов на ядрах Cl [56] и 3. Установка  $^3\text{He}$  счетчиков нейтронов внутри сферы [57]. Все три этапа дали одинаковые результаты потока солнечных нейтрино, приведенные в таблице.

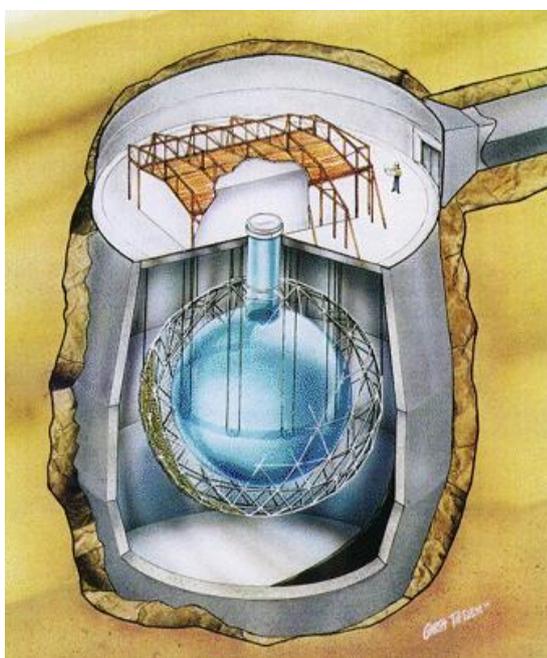


Рис. 16. Детектор SNO. Схема с сайта <http://www.sno.phy.queensu.ca/>.

Таблица 2. Отношение числа зарегистрированных событий заряженного тока к числу событий нейтрального тока.

	Первая фаза	Вторая фаза	Третья фаза
$\frac{\Phi_{SNO}^{CC}}{\Phi_{SNO}^{NC}}$	-	$0.306 \pm 0.026$ (stat.) $\pm$ $0.024$ (syst.)	$0.301 \pm 0.033$ (total)

Таблица 3. Поток солнечных нейтрино от  $^8\text{B}$ , измеренный по разным реакциям. В единицах  $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

	(17) ЗТ	(18) НТ	(19) УР
Первая фаза	$1.75 \pm 0.07(\text{stat.})$ $+0.12(\text{syst.}) \pm$ $-0.11(\text{syst.})$ $0.05 (\text{theor.})$	-	$2.39 \pm 0.34(\text{stat.})$ $+0.16(\text{syst.})$ $-0.14(\text{syst.})$
Вторая фаза с NaCl	$1.70 \pm 0.07(\text{stat.})$ $+0.09(\text{syst.})$ $-0.10(\text{syst.})$	$4.90 \pm 0.24(\text{stat.})$ $+0.29(\text{syst.})$ $-0.27(\text{syst.})$	$2.13 \pm 0.29(\text{stat.})$ $-0.28(\text{stat.})$ $+0.15(\text{syst.})$ $-0.08(\text{syst.})$
Третья фаза с $^3\text{He}$ счетчиками	$1.67 \pm 0.05(\text{stat.})$ $+0.07(\text{syst.})$ $-0.08(\text{syst.})$	$5.54 \pm 0.33(\text{stat.})$ $+0.36(\text{syst.})$ $-0.34(\text{syst.})$	$1.77 \pm 0.24(\text{stat.})$ $-0.21(\text{stat.})$ $+0.09(\text{syst.})$ $-0.10(\text{syst.})$

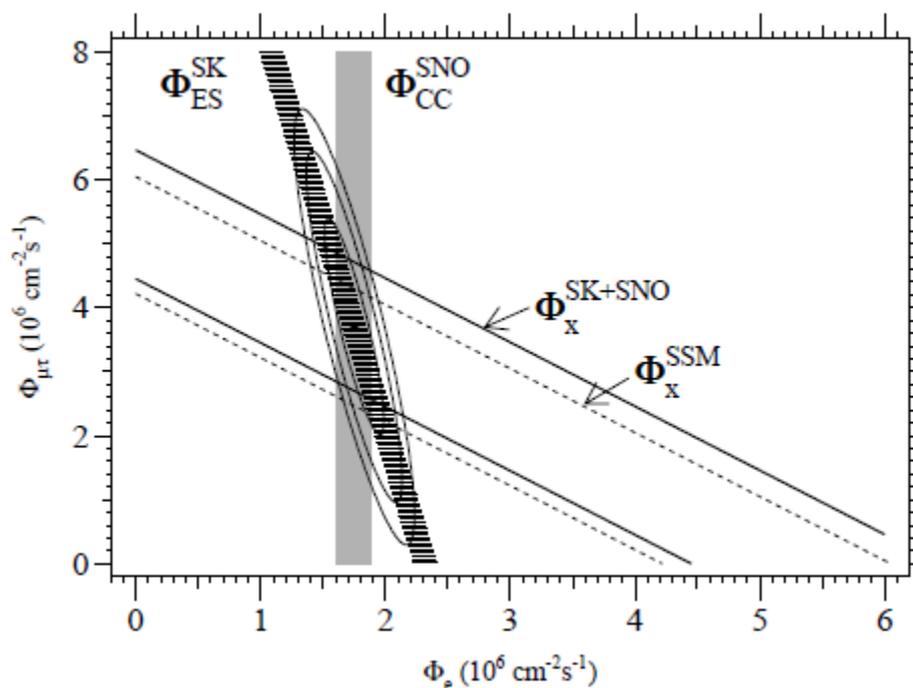


Рис. 17. Зависимость доли вклада мю и тау нейтрино от доли электронных нейтрино при измерении полного потока  $^8\text{B}$  нейтрино, измеренных в SNO и Super-Kamiokande экспериментах.

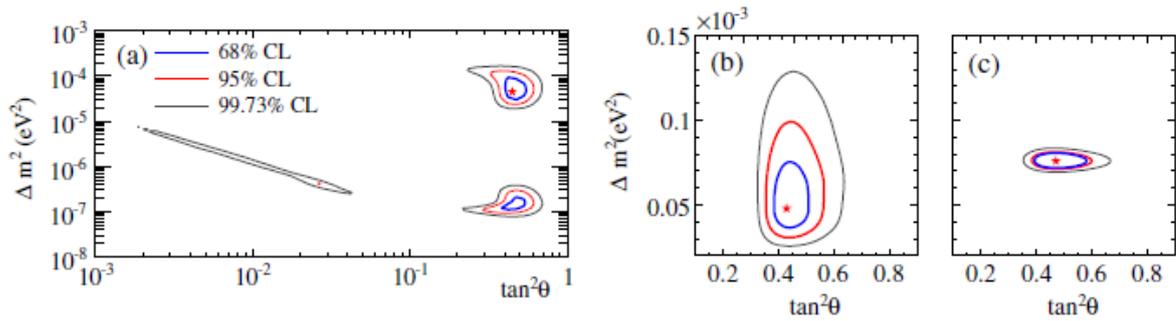


Рис. 18. Контурные параметры осцилляций: (a) только измерения SNO по всем трем фазам, (b) глобальный анализ SNO+SK+Cl-Ar+Ga-Ge+Borexino, (c) то же, что и (b)+KamLAND.

Результатом эксперимента SNO стало измерение параметров осцилляций солнечных нейтрино, которое подтвердило ранее измеренные значения другими экспериментами с солнечными нейтрино и совпало со значениями из реакторного эксперимента KamLAND:

$$\Delta m_{21}^2 = (7.59_{-0.21}^{+0.19}) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \theta_{12} = (34.4_{-1.2}^{+1.3})^\circ \text{ или в обычном представлении } \sin^2 2\theta_{12} = 0.7784.$$

Также этот эксперимент с высокой точностью определил поток нейтрино от  $^8\text{B}$ , который совпал со значением, предсказанным стандартной солнечной моделью. Его значение совпадает с величиной, измеренной по нейтральному току:  $(5.54_{-0.31}^{+0.33} \text{ (stat.) } \quad -_{0.34}^{+0.36} \text{ (syst.)}) \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

## Выводы к Главе II

По результатам нейтринных экспериментов была создана феноменологическая теория осцилляций, важной частью которой является матрица смешивания. Теория экспериментально подтверждается экспериментом SNO, который разделил потоки электронных и прочих нейтрино.

## ГЛАВА III.

### ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОИСКУ УГЛА СМЕШИВАНИЯ $\theta_{13}$ НА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРАХ. ОТКРЫТИЕ УГЛА СМЕШИВАНИЯ $\theta_{13}$

#### §1. Красноярск

В 2000 г. была предложена идея эксперимента по поиску угла смешивания  $\theta_{13}$  в новой постановке [18]. Для увеличения чувствительности измерений предлагалось использовать два идентичных детектора, расположенные на разных расстояниях от ядерного реактора. При сравнении показаний таких детекторов систематическая ошибка устремляется к нулю, а статистическая может быть сделана сколь угодно малой.

Местом проведения такого эксперимента был выбран реактор в Красноярске [58, 59]. Во-первых, это был одиночный реактор, во-вторых, он располагался внутри плоской горы, в-третьих, там уже существовала инфраструктура: помещения, вентиляция, электропитание и пр.

Одиночный реактор исключает влияние разных составов топлива на каждый из детекторов, они оказываются в одном и том же потоке антинейтрино. Плоская гора обеспечивает одинаковые фоновые условия для идентичных детекторов. Толщина горы составляет 600 м.в.э., это обеспечивает хорошее подавление фона, вызываемого космическими мюонами. Существование инфраструктуры удешевляет проект.

Были выбраны помещения на расстояниях 115 и 1000 м от реактора. Осцилляции должны протекать при массовом параметре, близком к  $\Delta m_{atm}^2$ , то есть  $2-3 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>. При параметре около  $3 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> на вершине позитронного спектра на расстоянии 1000-1200 м от реактора будет максимальное уменьшение интенсивности спектра за счет осцилляций.

На рис. 19 показана принципиальная схема эксперимента. Надо отметить, что из-за однородности излучения антинейтрино во всех направлениях нет необходимости устанавливать детекторы на одной оси, достаточно подобрать подходящие расстояния.

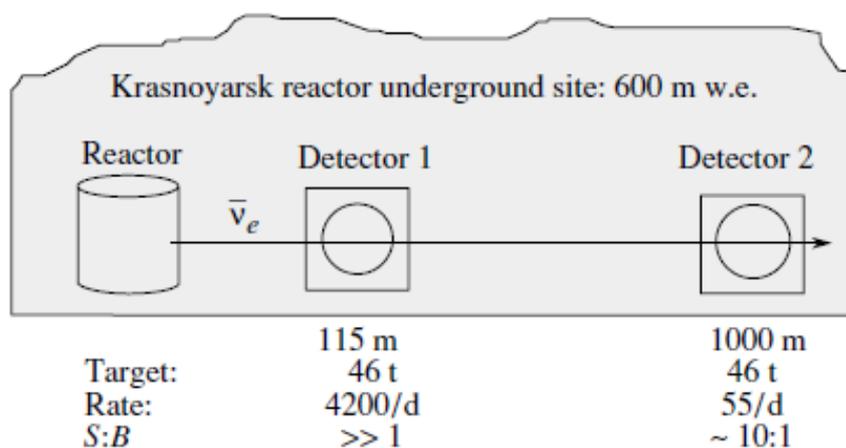


Рис. 19. Принципиальная схема относительного эксперимента на ядерном реакторе с использованием двух идентичных детекторов.

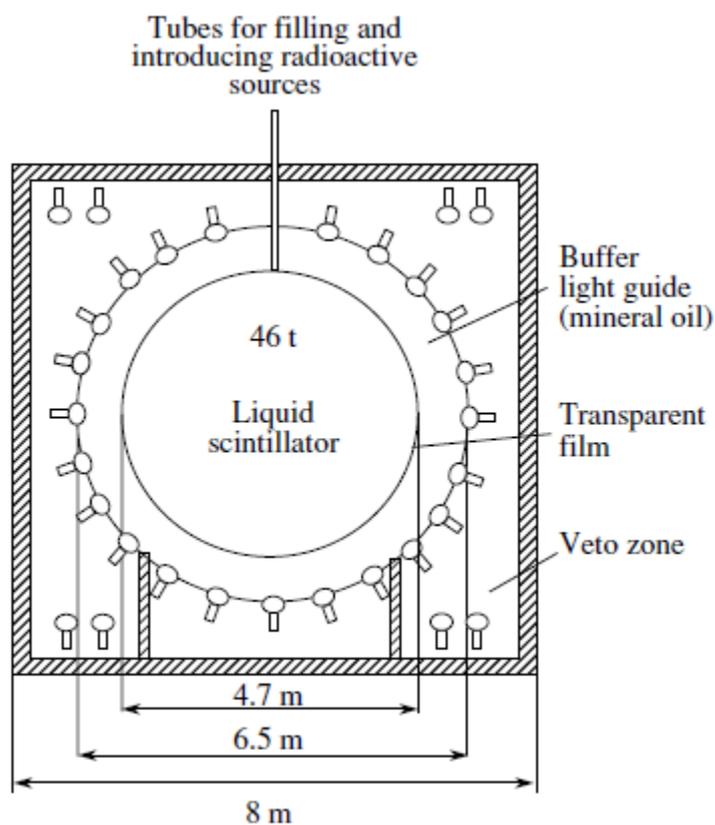


Рис. 20. Схема предполагаемого детектора с массой мишени 46 т.

Детектор предполагалось выполнить в сферически симметричном варианте (рис. 20). Центральный объем массой 46 т заполнен жидким сцинтиллятором на основе минерального масла с добавкой Gd для лучшей регистрации нейтрона реакции (8) и уменьшения фона случайных совпадений. Снаружи мишень окружена буфером толщиной 1 м, на внешней стороне которого закреплены фотоумножители, покрывающие 20% поверхности. Буфер состоит из не сцинтиллирующего чистого парафинового масла. Снаружи сферического корпуса буфера располагается детектор, играющий роль вето для проходящих сквозь детектор космических мюонов. Он заполнен сцинтиллятором также на основе минерального масла, но без Gd.

Масса мишени была выбрана с учетом мощности красноярского реактора, чтобы дальний детектор мог набрать хорошую статистику в приемлемое время. Мы рассчитывали на скорость счета 55 событий в день, что могло дать полную статистику до 45 тысяч событий за три года измерений – вполне достаточно, чтобы обнаружить осцилляции с амплитудой  $\sin^2 2\theta \geq 0.03$ .

Так как эксперимент является относительным (мы сравниваем показания двух одинаковых детекторов в одном потоке антинейтрино), то систематическая погрешность, связанная с составом активной зоны, расстоянием до реактора, эффективностью регистрации, мощностью реактора, выпадает из рассмотрения и остается только статистическая погрешность измерения спектра позитронов. Мы сравниваем форму спектров между собой, строя функцию отношения спектров:

$$\frac{S_f}{S_n} = C \frac{(1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \Delta_f)}{(1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \Delta_n)}, \quad (20)$$

где  $\Delta_f = (1.267 \cdot \Delta m_{atm}^2 \cdot L_f / E)$  и  $\Delta_n = (1.267 \cdot \Delta m_{atm}^2 \cdot L_n / E)$ .

На рис. 21 показаны расчетные отношения спектров позитронов для разных амплитуд осцилляций и массовых параметров. Серой полосой показана ожидаемая погрешность.

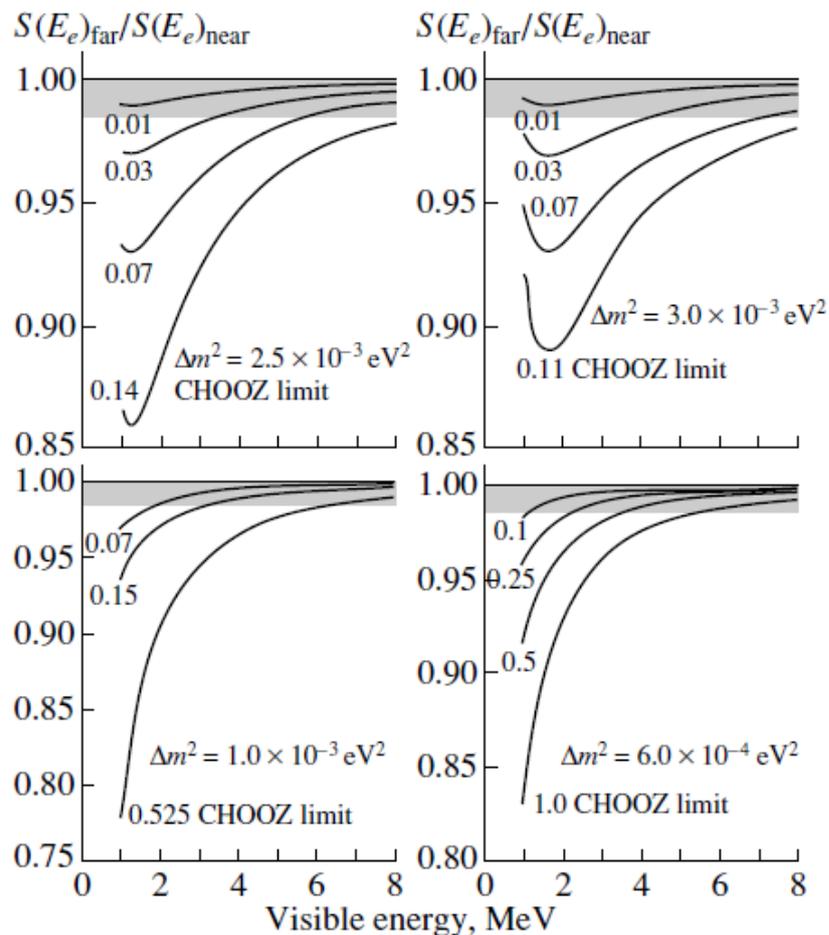


Рис. 21. Отношения спектров позитронов для разных амплитуд осцилляций и массовых параметров. Серой полосой показана ожидаемая погрешность.

Для проверки стабильности энергетической шкалы в ходе эксперимента и сравнения шкал детекторов между собой предполагались периодические калибровки детекторов различными источниками. Спектр позитронов и отмеченные энергии источников показаны на рис. 22.

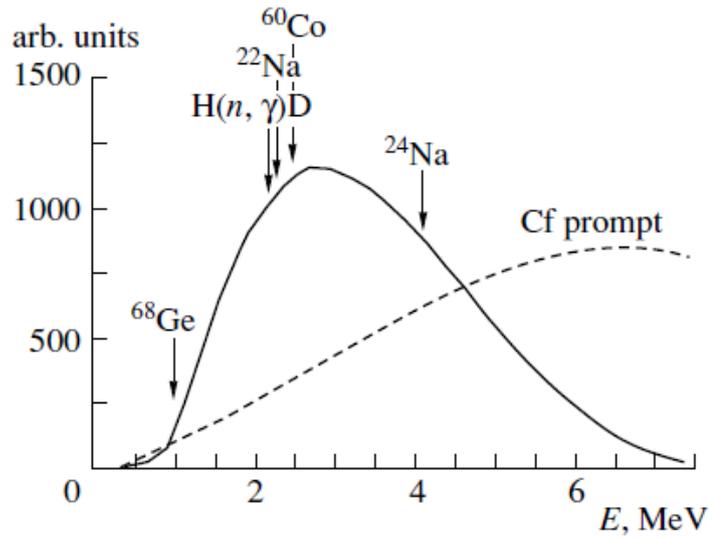


Рис. 22. Позитронный спектр и энергии калибровочных гамма-источников для контроля стабильности энергетической шкалы и сравнения детекторов между собой.

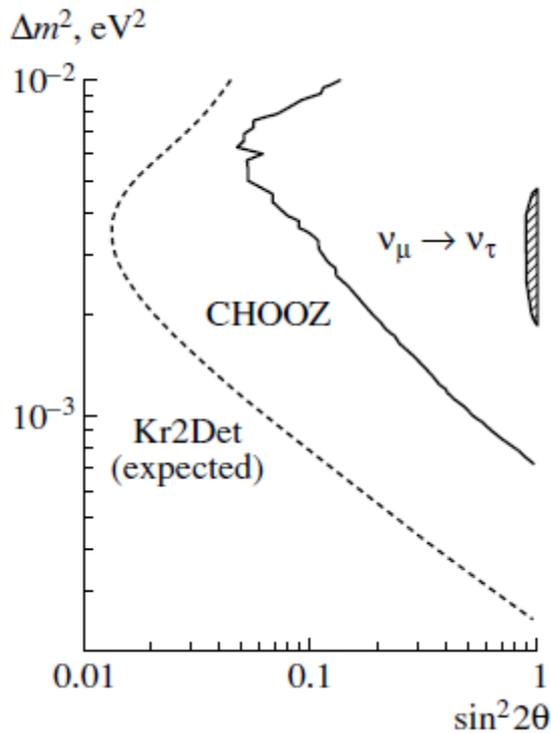


Рис. 23. Ожидаемые ограничения эксперимента Kr2Det на параметры осцилляций. Показана чувствительность детектора по сравнению с ограничением эксперимента CHOOZ [12]. Показана также область параметров атмосферных нейтрино.

Эксперимент предполагалось выполнять в 2005-2010 гг., однако найти источники финансирования проекта не удалось, и реактор должен был быть остановлен до 2010 г.

Несмотря на незавершенность проекта эксперимента в Красноярске, удалось реализовать в более поздние годы сразу три других эксперимента, использующих идею с использованием двух детекторов в одном потоке.

## **§2. Double Chooz**

### 2.1. Место проведения эксперимента

Эксперимент Double Chooz был начат в 2004 г. Была создана международная коллаборация, в которую первоначально вошли Франция, Россия, Италия и Германия [19]. Позднее к коллаборации присоединились США, Испания, Бразилия, Великобритания и Япония [20]. Сейчас в коллаборации насчитывается более 200 человек.

Эксперимент проводится на атомной станции Chooz B, которая расположена во Франции, провинция Шампань-Арденн, на границе с Бельгией. На атомной станции работают два ядерных реактора по 4200 МВт тепловой энергии каждый.

Для дальнего детектора было выбрано месторасположение лаборатории эксперимента CHOOZ, проводившегося там же в 1993-1998 гг. Помещение для ближнего детектора было закончено в 2012 г. Поэтому первые измерения анализировались со спектром позитронов реакции (8), рассчитанным Монте Карло с использованием нового спектра антинейтрино, полученного в коллаборации [28]. Среднее расстояние от детектора до реакторов составляет 1050 м.

## 2.2. Детектор

В конструкции детектора была принята четырехзонная геометрия. Детектор состоит из четырех вложенных друг в друга зон. Его схема показана на рис. 24.

Первая внутренняя зона – это служащий мишенью прозрачный цилиндр из органического стекла с толщиной стенок 8 мм; размеры мишени: диаметр 230 см, высота 246 см. Мишень заполнена жидким сцинтиллятором с добавлением Gd для более быстрого захвата нейтрона реакции (8) и снижения таким образом фона случайных совпадений. Сцинтиллятор на 80% состоит из додекана ( $C_{12}H_{26}$ ) и на 20% из PXE (Phenyl-Xylyl-Ethane  $C_{16}H_{18}$ ) с добавкой PPO+bis-MSB и 1 г/л по металлу Gd в виде специального соединения, обеспечивающего стабильность во времени. Плотность сцинтиллятора 0.8 г/см<sup>3</sup>. Полный объем сцинтиллятора составляет 10 м<sup>3</sup>. Прозрачность сцинтиллятора на длине волны 430 нм 8.6 м, а световой выход 54.6% от чистого PXE.

Вторая зона – тоже цилиндр из органического стекла, окружающий мишень. Толщина стенок 12 мм, линейные размеры: диаметр 339 см, высота 357 см. Эта зона – поглотитель гамма-квантов (Gamma Catcher), состоящая из сцинтиллятора, не содержащего Gd. Она служит для увеличения эффективности регистрации продуктов реакции (8). Плотность сцинтиллятора также составляет 0.8 г/л. Полный объем сцинтиллятора в поглотителе примерно 20 м<sup>3</sup>. Состав сцинтиллятора подбирался таким образом, чтобы совпасть по плотности и световой эффективности со сцинтиллятором в мишени. Прозрачность на длине волны 430 нм 10 м.

Третья зона – непрозрачный цилиндр из нержавеющей стали диаметром 552 см и высотой 567 см. Толщина стенки 3 мм. На стенках этого цилиндра расположены фотоумножители с диаметром фотокатода 10 дюймов R7081 фирмы Hamamatsu. ФЭУ нацелены на центр мишени. Эта зона является

буфером и заполнена чистым линейным алкилбензолом (ЛАБ) без сцинтилирующих добавок. Полный объем зоны около  $100 \text{ м}^3$ .

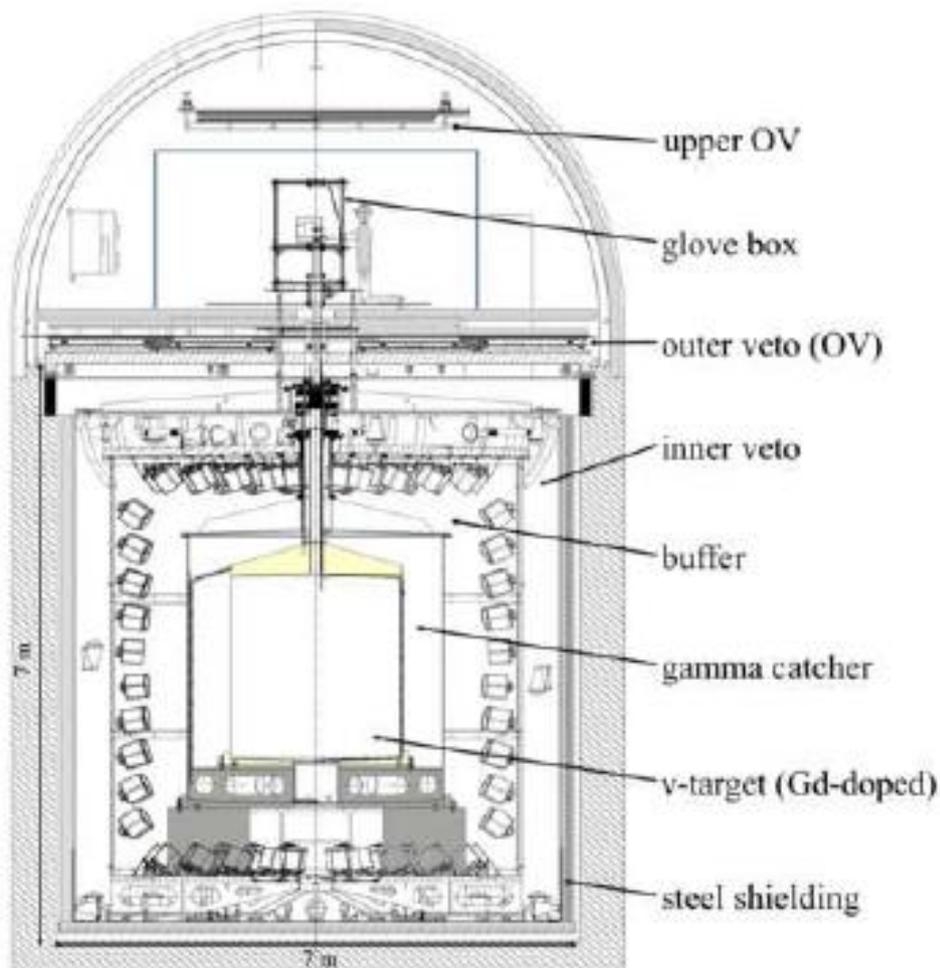


Рис. 24. Схема детектора Double Chooz.

Четвертая зона – непрозрачный цилиндр из стали, окрашенный белой краской, диаметром 659 см и высотой 664 см. Толщина стенки 10 мм. На стенках этого цилиндра расположены фотоумножители, которые просматривают весь объем до буфера. Зона является внутренним вето и заполнена жидким сцинтиллятором на основе ЛАБа. Ее полный объем  $85 \text{ м}^3$ .

Снаружи детектор закрыт слоем железа толщиной 17 см. Чтобы не оказывать влияние на ФЭУ, железные полосы, образующие защитный цилиндр, перед установкой подвергались размагничиванию.

### 2.3. Фоны детектора

В ходе первых полутора лет эксперимента были измерены и проанализированы фоны детектора [60]. Выделены четыре типа фонов, различающихся между собой.

Первый фон связан со свечением делителей фотоумножителей. Его называли световым шумом. Для его подавления используется отличие сигнала светового шума от физического сигнала по форме и амплитуде импульса. Характерными особенностям светового шума является малая величина  $Q_{\max}/Q_{\text{tot}}$  и большое значение среднего квадратичного отклонения стартовых импульсов  $\text{rms}(t_{\text{start}})$ .  $Q_{\max}$  – максимальная амплитуда сигнала ФЭУ, а  $Q_{\text{tot}}$  – полная амплитуда всех сработавших ФЭУ.

Второй источник фоновых сигналов – случайные совпадения импульсов в пределах времени ожидания нейтрона (100 мкс). Этот фон зависит от порогов регистрации первого и второго событий и от скорости счета одиночных событий, вызываемых естественной радиоактивностью, содержащейся в материалах детектора. На рис. 25 показан этот фон, измеренный детектором Double Chooz.

Третий источник фона – космогенного происхождения. Он связан с проходящими через детектор мюонами, которые вызывают реакции на ядрах углерода  $^{12}\text{C}$  с рождением радиоактивных изотопов, в основном  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$ . Периоды полураспада этих изотопов 119.0 и 178.3 миллисекунды соответственно, что не дает возможности дискриминировать изотопы on-line. Но можно измерить их скорость счета в специальном анализе и учесть в нейтринном эффекте.

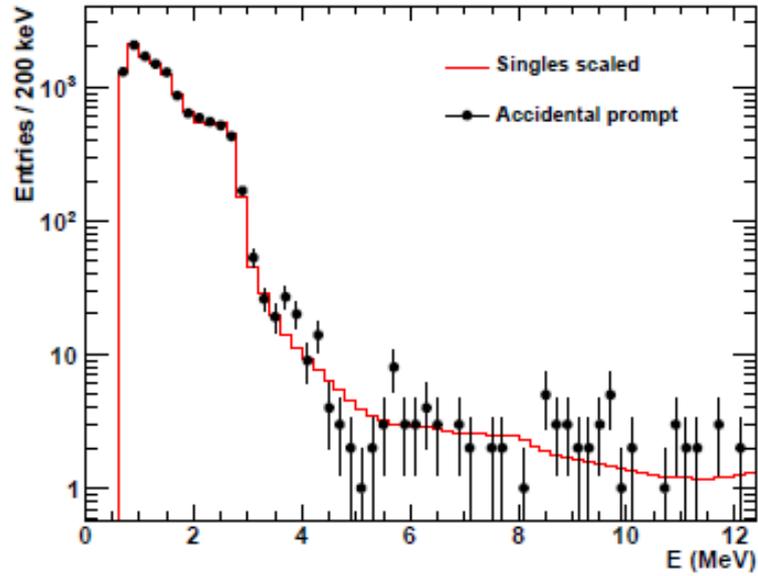


Рис. 25. Фон случайных совпадений детектора Double Chooz (точки с ошибкой) и спектр одиночных событий, вызываемый естественной радиоактивностью материалов детектора (красная линия), нормированный на число событий случайного фона.

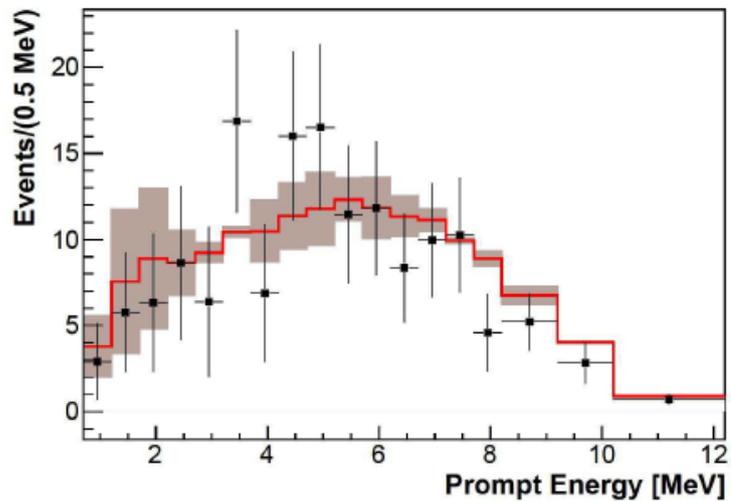


Рис. 26. Суммарный спектр  $^8\text{He}$  и  $^9\text{Li}$ , измеренный детектором Double Chooz (предполагается, что доминирующим является спектр  $^9\text{Li}$ ). Точки – экспериментальные значения, красная линия с затененной областью Монте Карло.

Последний, четвертый, источник фона, имитирующий нейтринный сигнал в детекторе, – это быстрые нейтроны, рассеивающиеся на протонах мишени, и остановившиеся мюоны, рождающие Мишель-электроны.

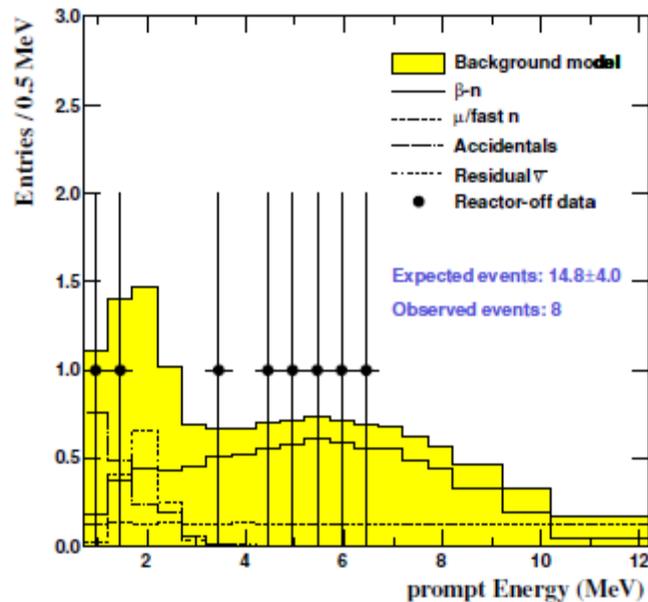


Рис. 27. Суммарный спектр фонов, измеренный детектором Double Chooz во время остановки двух реакторов. Черные точки – экспериментальные данные, Желтая область – модельный спектр всех фонов: сплошной линией показан спектр  ${}^8\text{He} / {}^9\text{Li}$ , мелкая штриховая линия – быстрые нейтроны от мюонов, крупная штриховая – случайный фон, пунктир – остаточное антинейтринное излучение реактора.

#### 2.4. Результат измерений

Измерения начались в апреле 2011 г., а в декабре этого же года были опубликованы первые результаты на статистике около 4000 событий. Несмотря на малую статистику было получено убедительное свидетельство ненулевого значения угла смешивания  $\theta_{13}$  [61]. При ожидаемых  $4344 \pm 165$  событиях их оказалось 4121. Этому соответствует значение  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.086 \pm 0.041$  (stat.)  $\pm 0.030$  (syst.).

Еще через полгода статистика была удвоена и удалось уменьшить погрешность измерения. Было получено 8249 кандидатов в нейтринные события, которые равномерно распределены по объему детектора [62].

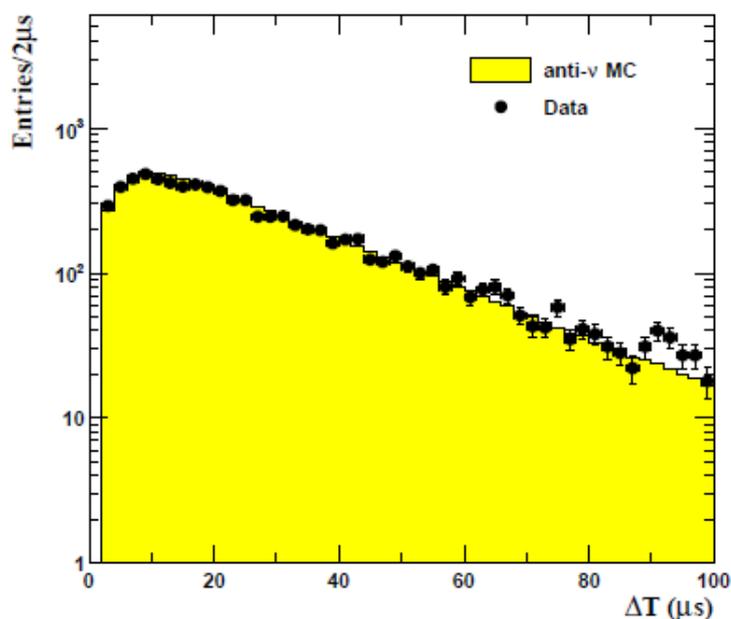


Рис. 28. Временной спектр нейтринных событий, время между первым и вторым событиями. 8249 нейтринных событий, бин 2 мкс. Желтым показан расчет Монте Карло.

При отборе событий использовались следующие критерии:

1. Время между первым и вторым импульсами  $\Delta T = t_{\text{neutron}} - t_{\text{positron}}$  ДОЛЖНО находиться в интервале времен 2 – 100 мкс. Временной спектр нейтринных событий (распределение времен между первым и вторым событиями) показан на рис. 28.

2. Амплитуда первого события должна лежать в интервале энергий 0.7 – 12.2 МэВ.

3. Амплитуда второго события должна лежать в интервале энергий 6.0 – 12.0 МэВ.

4. Кратность второго события должна быть равна единице. После стартового события во временном окне 100 мкс ожидается только одно событие, которое остается единственным до последующих 400 мкс.

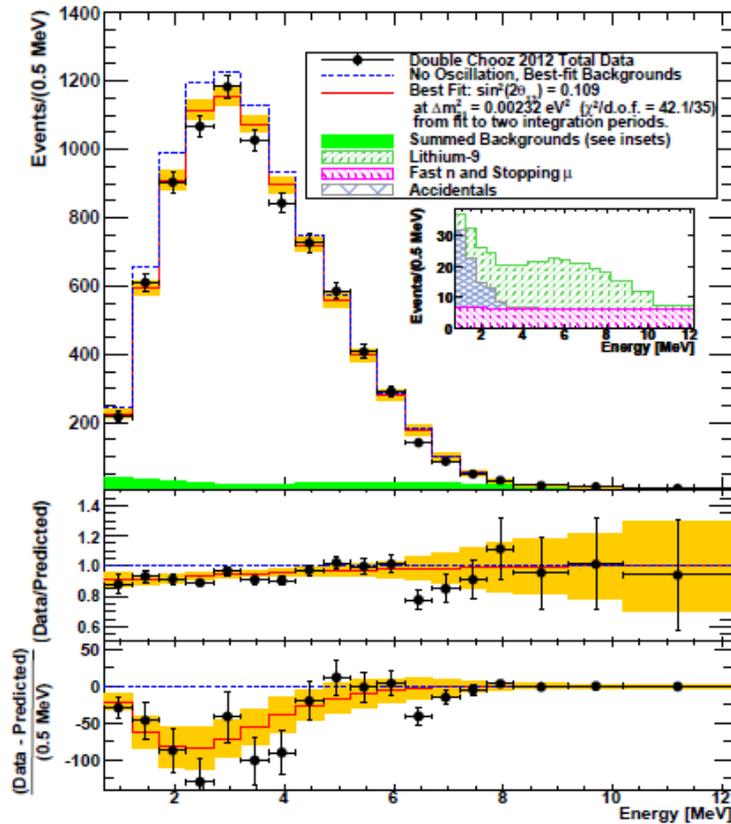


Рис. 29. Верхняя панель: измеренный спектр позитронов (точки с ошибкой), синяя пунктирная линия – ожидаемый спектр без учета осцилляций, красная линия – наилучшее описание данных с найденными параметрами осцилляций (21). Средняя панель: отношение измеренного спектра к предсказанному. Нижняя панель: абсолютная разница измеренного и предсказанного спектров в бинах 0.5 МэВ.

В таблице 4 сведены данные по измеренным и предсказанным числам эффекта реакции обратного бета-распада (ОБР) и фонов.

Таблица 4. Данные измерений и предсказания сигналов и фонов за время измерений.

	Оба реактора ON	Один из реакторов $P_{th} < 20\%$	Всего
Время (дни)	139.27	88.66	227.93
События ОБР	6088	2161	8249
Реактор В1	2910.9	774.6	3685.5
Реактор В2	3422.4	1331.7	4754.1
Космогенный фон	174.1	110.8	284.9
Коррелированный фон	93.3	59.4	152.7
Случайный фон	36.4	23.1	59.5
Суммарно	6637.1	2299.7	8936.8

Как видно из таблицы 4, число измеренных событий заметно меньше числа предсказанных. Отношение спектров на дальнем расстоянии и ближнем  $R = 0.9185$ .

Измеренное значение сечение реакции обратного бета-распада (8) составило  $5.257 \pm 0.056$  (stat.)  $\pm 0.105$  (syst.)  $\times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление.

При анализе методом  $\chi^2$  получено следующее значение синуса угла смешивания:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030$$
 (stat.)  $\pm 0.025$  (syst.) (21)

$$\text{при } \Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

Был также сделан дополнительный анализ данных измерений, использующий выделение нейтронного события по захватам нейтрона на ядрах водорода. Этот метод резко увеличивает статистику событий, так как используется в качестве мишени еще и поглотитель гамма-квантов. Однако

при этом увеличивается фон и уменьшается эффективность регистрации нейтринных событий.

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.097 \pm 0.034 \text{ (stat.)} \pm 0.034 \text{ (syst.)} \quad (22)$$

$$\text{при } \Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

Полученное значение совпадает с анализом по захватам нейтрона только на ядрах Gd, что увеличивает надежность полученного результата.

### §3. Daya Bay

В коллаборации Double Chooz впервые было получено свидетельство ненулевого значения  $\sin^2 2\theta_{13}$  на уровне  $3\sigma$ , но статистика и отсутствие ближнего детектора ограничивают его точность. Параллельно в Китае проводился аналогичный эксперимент, имеющий целью измерение  $\theta_{13}$ . Он выполнялся на атомной станции Daya Bay и получил аналогичное название. В отличие от Double Chooz, где использовался один дальний детектор и рассчитываемый спектр антинейтрино, в эксперименте Daya Bay был в полном объеме выполнен принцип использования идентичных детекторов. Рассмотрим этот эксперимент [63].

Место проведения эксперимента находится на юго-восточном побережье Китая в 55 км на северо-восток от Гонконга. Здесь расположены рядом две атомные станции Daya Bay и Ling Ao. АЭС Daya Bay имеет два реактора, а Ling Ao – четыре. Все реакторы относятся к одному типу (PWR – pressurized water reactor) и имеют номинальную тепловую мощность 2.9 ГВт. Реакторы объединены в пары, где расстояния между реакторами составляет 88 м. Реакторы Daya Bay находятся на расстоянии 1100 м от первой пары АЭС Ling Ao. Вторая пара реакторов Ling Ao находится на расстоянии около 500 метров от первой пары.

Детекторы располагаются в специальных помещениях и сгруппированы следующим образом: две пары на ближнем расстоянии и две – на дальнем. Реально в эксперименте использовались шесть детекторов: два – ближние к реакторам Daya Bay, один – ближний к реакторам Ling Ao и три – дальние детекторы.

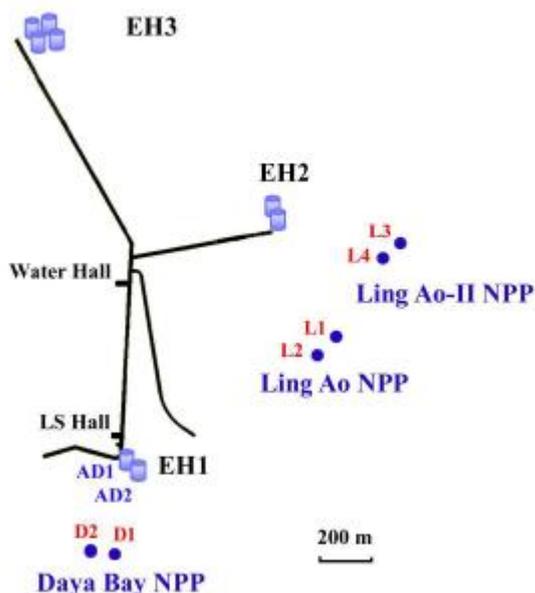


Рис. 30. Положение детекторов в эксперименте Daya Bay относительно ядерных реакторов атомных станций. D1 и D2 – реакторы станции Daya Bay, L1, L2, L3 и L4 – реакторы станции Ling Ao. EH1 и EH2 – обозначение для ближних комплексов детекторов, EH3 – комплекс дальних детекторов.

Проект отдельного детектора близок к детектору Double Chooz, он использует также цилиндрическую геометрию. Отличие состоит в использовании трехзонной схемы вместо четырехзонной у Double Chooz. Масса мишени 20 т, что в два раза превышает массу детектора Double Chooz. Схема детектора показана на рис. 31. Каждый детектор оборудован тремя системами автоматической калибровки.

Детекторы помещались в бассейн с водой для защиты от внешней радиации. Все детекторы строились идентичными, что сильно уменьшает систематическую погрешность. В дальнем положении был сооружен бассейн, вмещающий четыре детектора, а в ближних – два (рис. 32).

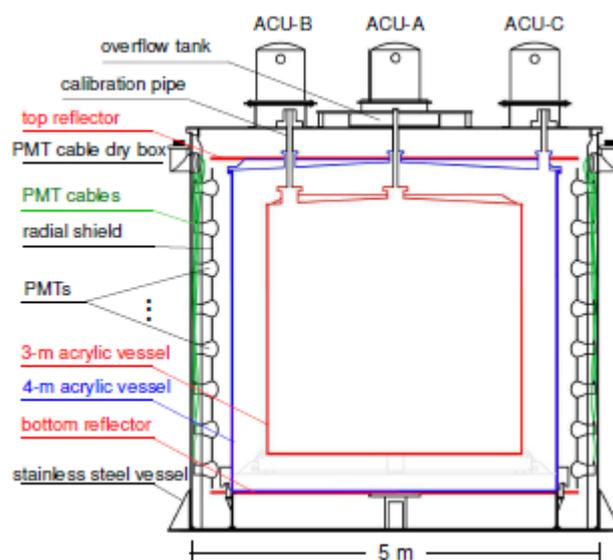


Рис. 31. Схема детектора в эксперименте Daya Bay.

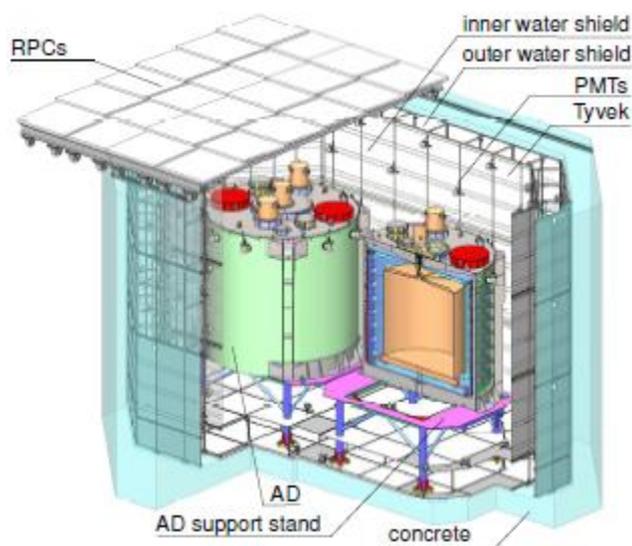


Рис. 32. Схематическое изображение ближнего холла детекторов ЕН1 в эксперименте Daya Bay.

В таблице 5 суммированы данные измерений нейтринного сигнала и фонов детекторов по каждому из шести работающих детекторов. Данные были поправлены на  $\varepsilon_{\mu}$  эффективность вето системы и  $\bar{\varepsilon}_m$  эффективность отбора по кратностям.

Таблица 5. Значения эффектов и фонов по детекторам.

	AD1	AD2	AD3	AD4	AD5	AD6
Соб. ОБР всего	69121	69714	66473	9788	9669	9452
Ожид. соб. ОБР	68613	69595	66402	9922.9	9940.2	9837.7
Время (дни)	127.5470		127.3763		126.2646	
$\varepsilon_{\mu}$	0.8231	0.8198	0.8576	0.9813	0.9813	0.9810
$\bar{\varepsilon}_m$	0.9738	0.9742	0.9753	0.9737	0.9734	0.9732
Случайный, д <sup>-1</sup>	9.73±0.10	9.61±0.10	7.55±0.08	3.05 ±0.04	3.04 ± 0.04	2.93 ±0.03
Быстрые $n$ , д <sup>-1</sup>	0.77±0.24	0.77±0.24	0.58±0.33	0.05±0.02	0.05±0.02	0.05±0.02
<sup>8</sup> He / <sup>9</sup> Li, д <sup>-1</sup>	2.9±1.5		2.0±1.1		0.22±0.12	
Am-C корр., д <sup>-1</sup>	0.2±0.2					
( $\alpha$ , $n$ ), д <sup>-1</sup>	0.08±0.04	0.07±0.04	0.05±0.03	0.04±0.02	0.04±0.02	0.04±0.02
Соб. ОБР, д <sup>-1</sup>	662.47±3.00	670.87±3.01	613.53±2.69	77.57±0.85	76.62±0.85	74.97±0.84

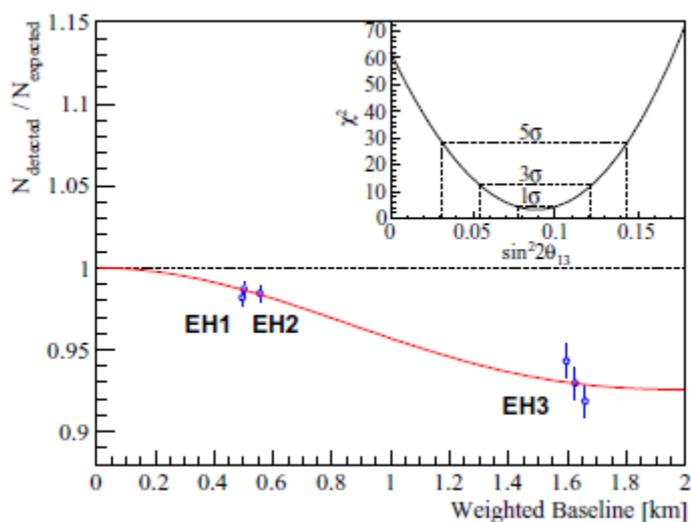


Рис. 33. Отношение измеренного и ожидаемого сигналов в каждом детекторе, считая, что осцилляций нет. Красной линией показана кривая вероятности выживания нейтрино от расстояния. На вставке показана зависимость  $\chi^2$  от значений  $\sin^2 2\theta_{13}$ .

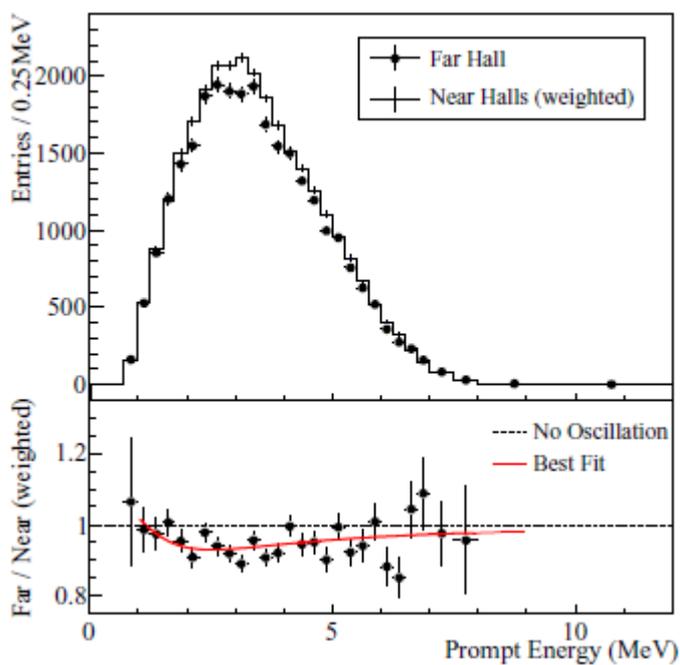


Рис. 34. Спектры позитронов Daya Bay (верхняя панель) в дальнем холле и ближних (взвешенные). На нижней панели показано их отношение.

Отношение интегралов спектров на дальнем расстоянии и ближнем  $R = 0.944 \pm 0.007$  (stat.)  $\pm 0.003$  (syst.).

Анализ  $\chi^2$  экспериментальных данных дал следующее значение угла смешивания:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.089 \pm 0.010 \text{ (stat.)} \pm 0.005 \text{ (syst.)} \quad (23)$$

при  $\Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

#### §4. RENO

Третий эксперимент, который измерил угол смешивания нейтрино  $\theta_{13}$  в эксперименте на ядерных реакторах, был выполнен в Корее на атомной станции Йонгванг (Yonggwang) [64]. АЭС расположена в 250 км на юго-запад от Сеула, на берегу Желтого моря. Эта атомная станция содержит шесть реакторов, расположенных на протяжении 1.3 км вдоль моря. Расстояние между реакторами примерно 250 м. Со стороны, противоположной морю, находятся холмы высотой до 200 м, где был расположен дальний детектор. Со стороны моря находится небольшое возвышение до 70 м над уровнем моря, здесь расположен ближний детектор. Расстояние от ближнего детектора до линии реакторов 294 м, от дальнего – 1380 м. Схема расположения детекторов относительно цепи реакторов показана на рис. 35. В таблице 6 показаны расстояния до детекторов.

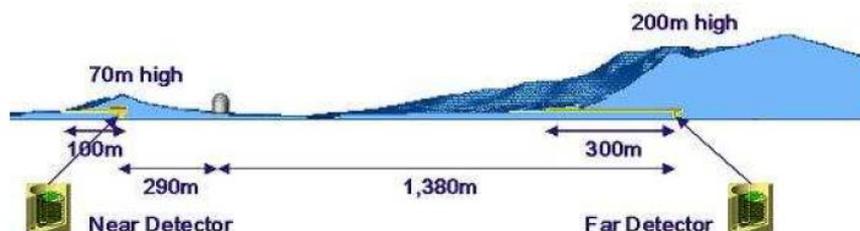


Рис. 35. Схема расположения детекторов относительно линии реакторов.

Таблица 6. Расстояния от реакторов до ближнего и дальнего детекторов

Реактор №	Ближний детектор	Дальний детектор
1	667.9	1556.5
2	451.8	1456.2
3	304.8	1395.9
4	336.1	1381.3
5	513.9	1413.8
6	739.1	1490.1

Два первых реактора имеют номинальную тепловую мощность 2.66 ГВт, а четыре остальных – 2.8 ГВт. Суммарная мощность АЭС составляет 16.4 ГВт. Взвешенное расстояние до ближнего детектора 408.5 м, а до дальнего – 1444 м.

Детектор конструктивно напоминает детектор Double Chooz, но имеет мишень массой 16 т – в два раза больше, чем у Double Chooz. Схема детектора показана на рис. 35.

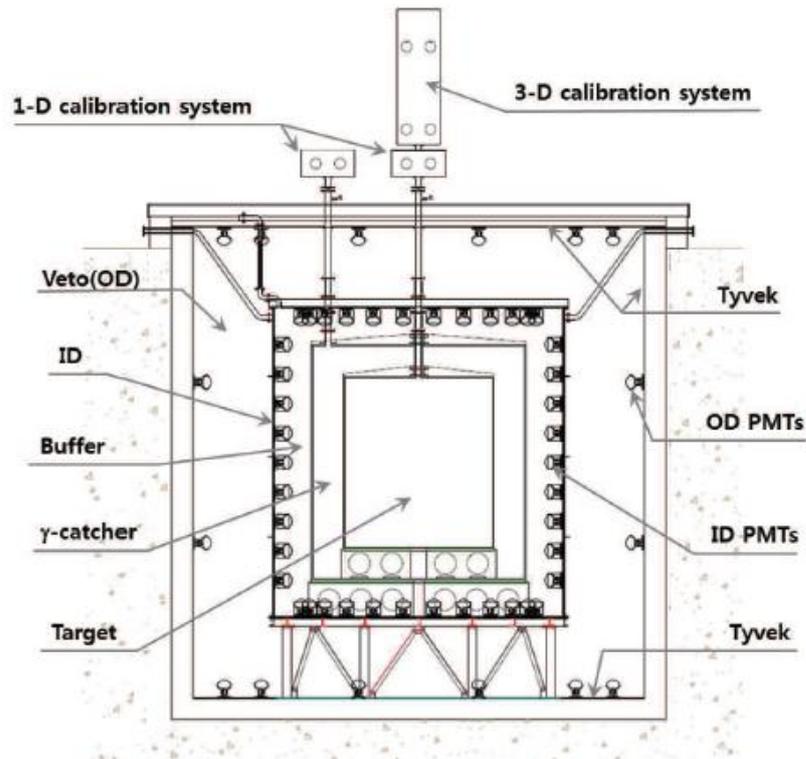


Рис. 36. Схема детектора RENO.

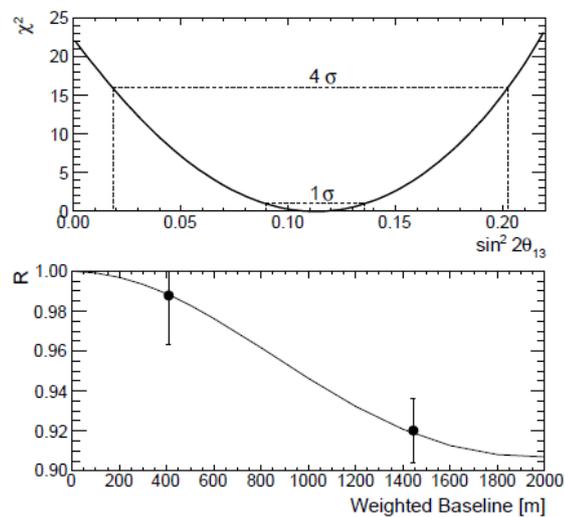


Рис. 37. Зависимость отношения скоростей счета детекторов к предсказанному значению и вероятность выживания нейтрино в зависимости от расстояния (нижняя панель). На верхней панели зависимость  $\chi^2$  от величины  $\sin^2 2\theta_{13}$ .

Таблица 7. Скорость счета нейтринных событий и оценка фоновых событий.

Детектор	Ближний	Дальний
Отобранные события	154088	17102
Суммарный фон, д <sup>-1</sup>	21.75±5.93	4.24±0.75
Чистые события ОБР, д <sup>-1</sup>	779.05±6.26	72.78±0.95
Живое время, дни	192.42	222.06
Эффективность регистрации	0.647±0.014	0.745±0.014
Случайный фон, д <sup>-1</sup>	4.30±0.06	0.68±0.03
Фон <sup>8</sup> He / <sup>9</sup> Li, д <sup>-1</sup>	12.45±5.93	2.59±0.75
Быстрые n, д <sup>-1</sup>	5.00±0.13	0.97±0.06

После года измерений были получены спектры позитронов реакции ОБР (8). Они приведены на рис. 38. Как и ожидалось, макушка спектра на дальнем расстоянии оказалась «выеденной» по сравнению со спектром на ближнем расстоянии.

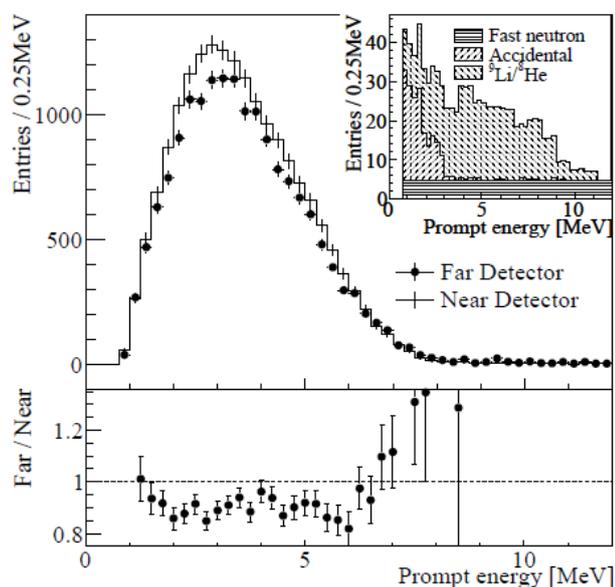


Рис. 38. Спектры позитронов RENO в ближнем и дальнем детекторах (верхняя панель). На вставке показаны спектры фонов. Отношение спектров дальнего и ближнего детекторов (нижняя панель).

Отношение интегралов спектров дало значение  $R = 0.920 \pm 0.009$  (stat.)  $\pm 0.014$  (syst.).

Анализ на данный момент был сделан только для интенсивностей антинейтринного потока. Форма спектра в расчет не принималась. Однако было получено значение угла смешивания нейтрино такое же, как и в экспериментах Double Chooz и Daya Bay –  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.113 \pm 0.013$  (stat.)  $\pm 0.019$  (syst.) при  $\Delta m^2 = 2.32 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>.

Гипотеза отсутствия осцилляций отвергается на уровне 4.9 стандартных отклонения.

### Выводы к Главе III

К началу 2000-х матрица смешивания ПМНС была практически заполнена, за исключением последнего члена – угла смешивания  $\theta_{13}$ . Учитывая большую разницу в массовых параметрах ( $\Delta m^2_{23} = 2.32 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> и  $\Delta m^2_{12} = 7.50 \times 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup>), переходы между электронными и таонными нейтрино должны происходить при очень близком значении массового параметра. Этот факт позволил предложить новый эксперимент по поиску  $\theta_{13}$ . В результате усилий трех коллабораций этот угол был определен в 2011-2012 гг. Таким образом, значения всех членов матрицы ПМНС стали известны.

## ГЛАВА IV.

### ПОИСКИ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО

Эксперименты с нейтрино характеризуются малой статистикой измеряемых эффектов из-за очень малых сечений взаимодействия нейтрино с веществом. Вследствие малой статистики возможны довольно неожиданные результаты, которые могут являться статистическими выбросами. За время экспериментов с нейтрино накопилось много данных, которые трудно объяснить наличием только трех активных нейтрино. Имеются указания на возможное существование четвертого типа нейтрино (а возможно, и более). Эти новые типы нейтрино характеризуются тем, что они не взаимодействуют с веществом вообще (или гораздо слабее активных типов), что дало повод называть их стерильными. Что это такое, пока непонятно. Под стерильными нейтрино понимаются также нейтрино с неправильной спиральностью. Эксперименты показали [65], что нейтрино является левополяризованной частицей, антинейтрино – правополяризованной. Почему не существует правых нейтрино (левых антинейтрино) – до настоящего времени нет объяснения, теоретически их существование допускается.

Уже доказано наличие нейтринных осцилляций для трех типов активных нейтрино: электронного, мюонного и таонного. Показано, что они могут переходить одно в другое. При этом были определены параметры этих осцилляций, которых согласно теории осцилляций должно быть два для каждого конкретного перехода: амплитуда и разность квадратов масс массовых состояний нейтрино. Амплитуда определяет глубину осцилляций, если она равна единице, то нейтрино одного типа полностью переходит в другой тип, а затем обратно. Массовый параметр определяет расстояние, на котором происходит полный переход.

В потоке солнечных нейтрино были получены параметры перехода электронных нейтрино в мюонные ( $\sin^2 2\theta_{\text{sol}} = 0.857$ ,  $\Delta m_{\text{sol}}^2 = 7.50 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ )

[55-57], затем в потоках мюонных нейтрино из атмосферы были получены параметры перехода мюонных нейтрино в таонные ( $\sin^2 2\theta_{\text{atm}} = 1.0 (>0.95)$ ),  $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 2.32 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ) [48]. Массовые параметры этих двух осцилляционных переходов отличаются почти на два порядка (примерно в 30 раз). Это означает, что переход электронных нейтрино в таонные будет иметь примерно такой же массовый параметр, что и атмосферные нейтрино. Это было подтверждено недавно в реакторных экспериментах [62-64], где измерили амплитуду такого перехода ( $\sin^2 2\theta_{\text{rea}} = 0.098$ ,  $\Delta m_{\text{rea}}^2 \approx 2.32 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ).

Однако в ряде экспериментов проявляются параметры осцилляций, отличающиеся от указанных выше. На это можно было бы не обращать внимания, если бы они все не оказались примерно одинаковыми ( $\sin^2 2\theta_{\text{new}} = 0.01-0.1$ ,  $\Delta m_{\text{atm}}^2 = 0.1-2.0 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ).

Можно было бы попытаться найти переходы в стерильные нейтрино (или наоборот, подтвердить отсутствие), проведя тщательные эксперименты с учетом подозреваемых параметров осцилляций из активных состояний в стерильные. В настоящее время готовится несколько таких экспериментов в разных странах, включая Россию.

Рассмотрим сначала эксперименты, в которых были получены результаты, которые можно трактовать как наличие осцилляционных переходов в стерильное состояние. Эти эксперименты можно разделить на три группы: эксперименты на реакторах, калибровочные эксперименты на установках по измерению потока солнечных нейтрино и ускорительные эксперименты. Первые две группы относятся к экспериментам на исчезновение и не отличаются высокой чувствительностью, а третья группа – на появление, наоборот, должна отличаться достаточно высокой чувствительностью. Однако во всех группах пока не хватает статистической точности, чтобы уверенно констатировать наличие осцилляций в стерильное состояние.

## §1. Эксперименты на ускорителях на близких расстояниях

Эксперимент LSND [66] проводился в 90-х годах в Лос-Аламосе. Его целью было исследование осцилляций мюонных нейтрино в электронные. Для этого использовался линейный протонный ускоритель с энергией протонов до 800 МэВ, производящий в мишени положительные пионы, которые, распадаясь в мюоны, а затем в позитроны, производили мюонные нейтрино и антинейтрино, а также электронные нейтрино.

Детектор представлял из себя цилиндр, заполненный минеральным маслом со сцинтилляционной добавкой Butyl PBD для возможности регистрировать нейтроны с энергией 2.2 МэВ от захвата нейтрона на водороде. Общая масса масла составляла 167 т. На стенках цилиндра были закреплены 1220 ФЭУ Hamamatsu с диаметром фотокатода 8'', покрывавшие 25% общей площади. Результатом эксперимента стало обнаружение избыточного числа электронных нейтрино и антинейтрино, в частности, обратного бета-распада, вызываемого электронными антинейтрино. Превышение ожидаемого количества событий выходило за рамки двух стандартных отклонений. Результаты фиттирования образовали область возможных осцилляционных параметров  $\sin^2 2\theta = 0-0.1$  и  $\Delta m^2 > 0.01 \text{ эВ}^2$ .

Для проверки результатов эксперимента LSND был предложен эксперимент MiniBOONE в Фермилаб в 1997 году [67]. Использовался более мощный пучок протонов, ускоренных до 8 ГэВ. При этом энергия нейтрино увеличивается до  $0.1 < E_\nu < 1 \text{ ГэВ}$ . Расстояние, на котором установлен детектор от места рождения нейтрино, составляло около 500 м.

Детектор имеет сферическую форму диаметром 12.2 м, заполненную 818 т минерального масла. Используются старые ФЭУ от LSND (1220), которые были протестированы заново и отобраны лучшие, взамен отбракованных добавлено 330 новых. Всего установлено 1280 ФЭУ с общим покрытием 11.3% площади.

В результате эксперимента оказалось, что в нейтринном канале  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  эффект, наблюдаемый детектором LSND, не подтвердился и были установлены более сильные ограничения на осцилляционные параметры. В антинейтринном же канале, наоборот, эффект подтвердился. По-прежнему наблюдалось превышение числа электронных антинейтрино в потоке. Превышение составило  $57.7 \pm 28.5$ . На рисунке 46 показаны ограничения на параметры в нейтринном канале и область параметров, следующая из наблюдаемого превышения числа антинейтринных событий.

## **§2. Необычный результат калибровки детекторов солнечных нейтрино**

В 90-х годах начали эксплуатироваться детекторы солнечных нейтрино радиохимического типа на основе элемента Ga, имеющего более низкий порог регистрации нейтрино, чем детекторы с Cl (один из них описывался в Главе I). В тогда еще Советском Союзе это был детектор SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [68] и в Gran Sasso (Италия) детектор GALLEX/GNO [38]. Для подтверждения правильности измерения потока солнечных нейтрино детекторы калибровались при помощи искусственных источников нейтрино. Использовался  $^{51}\text{Cr}$  в обоих экспериментах в 1994-1995 гг. Изотоп  $^{51}\text{Cr}$  является источником моноэнергетических нейтрино в виде двух линий с энергией 0.75 МэВ и 0.43 МэВ.

Результат оказался в обоих случаях близким к единице, то есть отношение измеренной скорости счета детектора к ожидаемой было близко к «1». В эксперименте SAGE результат оказался  $R = 0.96 \pm 0.12$ . Активность источника составляла  $517 \pm 6$  kCi. В эксперименте GALLEX –  $R = 1.0_{-0.11}^{+0.12}$ . Мощность источника при этом была  $1714_{-432}^{+297}$  кКи.

Затем калибровочные эксперименты были повторены в 2000-х. При этом результат оказался существенно меньше единицы в обоих случаях. В

GALLEX повторно использовался источник  $^{51}\text{Cr}$  мощностью  $1868_{-568}^{+892}$  кКи, в SAGE –  $^{37}\text{Ar}$ , имеющий энергию нейтрино 0.811 МэВ и активность  $409 \pm 2$  кКи. Отношение измеренного нейтринного эффекта к расчетному оказалось: для SAGE  $R = 0.79 \pm 0.12$  и для GALLEX  $R = 0.81_{-0.11}^{+0.12}$ .

При этом усредненный результат по всем экспериментам дает значение  $R = 0.86 \pm 0.05$ , что на три стандартных отклонения отстоит от единицы. Обработка этого результата в предположении нейтринных осцилляций дает полосу значений нейтринных параметров:  $\sin^2 2\theta = 0-0.4$  и  $\Delta m^2 > 0.1 \text{ эВ}^2$  [69].

### §3. Совместный анализ реакторных экспериментов

В конце XX века проводились активные поиски нейтринных осцилляций, вызванные фактом нехватки нейтрино от Солнца. Эксперименты проводились на разных расстояниях от центра ядерного реактора, что дало возможность представить графически зависимость отношения измеренной и ожидаемой скоростей счета от расстояния до источника антинейтрино (реактора). Можно считать это отношение равным единице; среднее значение  $0.98 \pm 0.03$  (см. рис. 3). Существенно это отношение отличается от единицы на расстоянии порядка 160-180 км – то есть там, где должны сказываться нейтринные осцилляции для солнечных параметров.

В экспериментах, измеряющих интегральную скорость счета нейтринных событий, отношение измеренной скорости счета к ожидаемой давало значение, близкое к единице в пределах одной-двух ошибок. Но некоторые эксперименты измеряли нейтринную интенсивность в виде энергетического спектра позитронов реакции ОБР (8)  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . Напомним, что позитроны в этой реакции забирают практически всю энергию налетающего антинейтрино за вычетом энергии порога реакции  $T = E_\nu - E_{\text{thr}}$ .  $E_{\text{thr}} = 1.806$  МэВ.

Был проведен анализ отношений спектров на различных расстояниях [27] для наиболее статистически значимых экспериментов, проводивших измерения на двух и более расстояниях детектора от реактора. Такой анализ позволяет не принимать во внимание свойства детекторов, при помощи которых были произведены измерения. Совместный анализ экспериментов демонстрирует определенную область параметров осцилляций, удовлетворяющую всем экспериментам. При этом массовый параметр, оказывается, по величине близким к вышеназванным экспериментам:  $\sin^2 2\theta = 0.04-0.05$  и  $\Delta m^2 = 0.9 \text{ eV}^2$ .

Таблица 8. Отношение измеренного и ожидаемого нейтринных эффектов в реакторных экспериментах на близких расстояниях

Эксперимент	Расстояние, м	Отношение	работа
ILL	8.76	$0.832 \pm 0.075$	[71]
Ровно	12	$0.970 \pm 0.025$	[41]
Bugey-3	15	$0.988 \pm 0.03$	[42]
Ровно	18.2	$0.987 \pm 0.035$	[43]
Ровно	18.2	$0.995 \pm 0.035$	[72]
SRP	18.2	$0.987 \pm 0.04$	[44]
SRP	23.8	$1.055 \pm 0.04$	[44]
Ровно	25.2	$1.008 \pm 0.049$	[43]
Красноярск	33	$1.013 \pm 0.051$	[45]
Gösgen	37.9	$1.018 \pm 0.065$	[9]
Bugey-3	40	$0.994 \pm 0.051$	[42]
Gösgen	45.9	$1.045 \pm 0.054$	[9]
Красноярск	57	$0.989 \pm 0.051$	[11]
Gösgen	64.7	$0.975 \pm 0.076$	[9]
Красноярск	92	$1.031 \pm 0.20$	[45]
Bugey-3	95	$0.915 \pm 0.141$	[42]
Красноярск	231	$1.161 \pm 0.1$	[45]
Palo Verde	820	$1.011 \pm 0.061$	[14]
CHOOZ*	1050	$0.980 \pm 0.043$	[13]

В нашем анализе использовались данные четырех экспериментов, где измерялся спектр позитронов реакции ОБР (8): Gösgen [9], Ровно [43], Bugey-3 [42] и Savannah River [44]. Параметры осцилляций, найденные при подгонке экспериментальных данных, приведены в таблице 9.

Таблица 9. Минимум функции  $\chi^2$  и параметры нейтринных осцилляций по данным, приведенным в работах

Эксперимент	Расстояния, м	$\Delta m^2$ , эВ <sup>2</sup>	$\sin^2 2\theta$	$\chi^2_{\min}$	ссылка
Gösgen	37.9, 45.9, 64.7	0.88	0.1-0.06	38.8	[9]
Ровно	18.2, 25.2	0.9	0.09	27	[43]
Bugey-3	15, 40, 95	0.45-1.7	0.09-0.03	33	[42]
Savannah River	18.2, 23.8	3.84	0.085	12.6	[44]
ILL	8.76	2.23	0.31	-	[18]
Ровно-2	18.2	0.9	0.1	-	[72]

При анализе экспериментальных данных очень важно знать функцию отклика детектора, чтобы корректно рассчитывать ожидаемый эффект. Функция отклика детектора в данном случае – это спектр, получаемый в детекторе при регистрации моноэнергетичного позитрона.

В некоторых из указанных работ была приведена функция отклика детектора при регистрации позитронов различной энергии. На рисунке 39 показаны функции отклика детекторов в Гесгене и Ровно. Особенностью этих функций является гауссиан и «хвост», тянущийся до нуля. Гауссиан (точнее сумма двух гауссианов) производится регистрацией кинетической энергии позитрона в сцинтилляторе вместе с комптоновскими электронами от аннигиляционных гамма-квантов. Гамма-кванты в органических сцинтилляторах регистрируются по совокупности комптоновских рассеяний. «Хвост» же образован краевым эффектом, то есть случаями, когда пробег позитрона не полностью укладывается в объеме детектора.

Различием функций отклика разных экспериментов является положение пика энергии позитрона, связанное с различной средней энергией, оставленной аннигиляционными гамма-квантами и высота «хвоста».

Можно попытаться, используя усредненную функцию отклика, провести совместную обработку указанных выше экспериментов, сдвигая ее вправо или влево по шкале энергий до совпадения измеренного и рассчитанного

спектра позитронов. На рисунке 40 показано, как выглядят подгоночный спектр и экспериментальные точки для ряда обрабатываемых экспериментов.

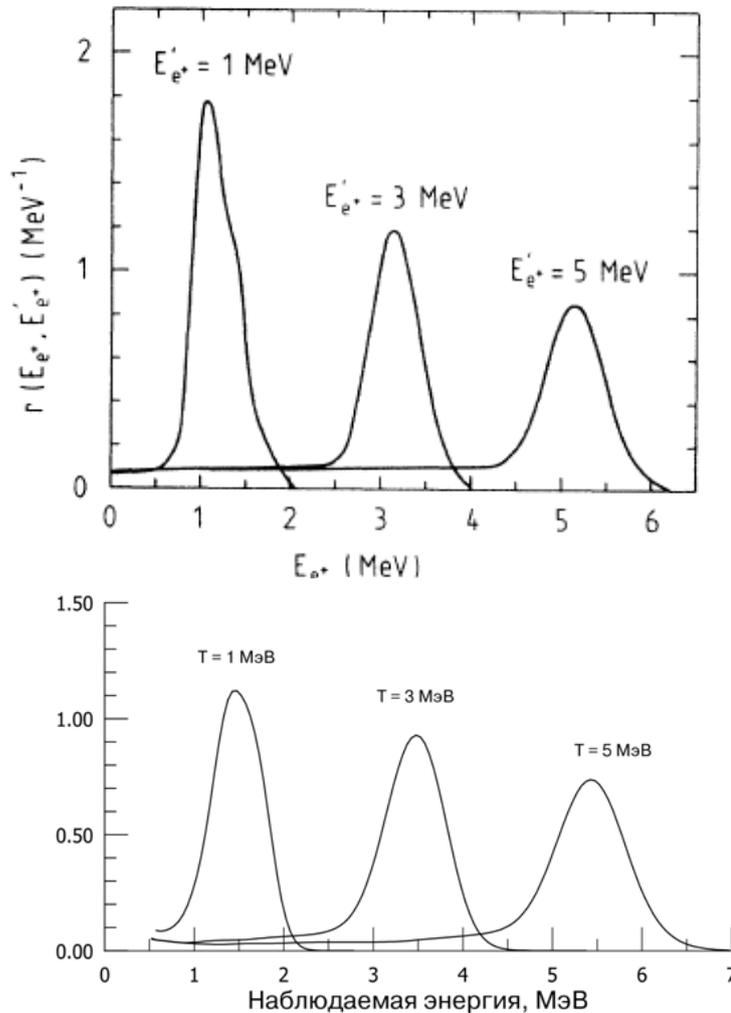


Рис. 39. Функция отклика детектора (а) Гесген [9], (б) Ровно [72].

На рис. 40 показаны спектры позитронов для ряда детекторов и описание этих спектров средней функцией отклика, сдвинутой на индивидуальное смещение по  $\Delta E$ .

$$S(E_e) = \int f_\nu(E_\nu) \cdot \sigma_0(E_\nu) \cdot (1 + \delta(E_\nu)) \cdot R(T_e, E_e) \cdot dE_\nu \quad (24),$$

где  $\sigma_0$  и  $\delta$  – соответственно сечение реакции (1) “нулевого” приближения и малая поправка на отдачу, слабый магнетизм и радиационные процессы.

$R(T_e, E_e)$  – функция отклика детектора, в которой  $E_e$  – энергия, зарегистрированная спектрометром.

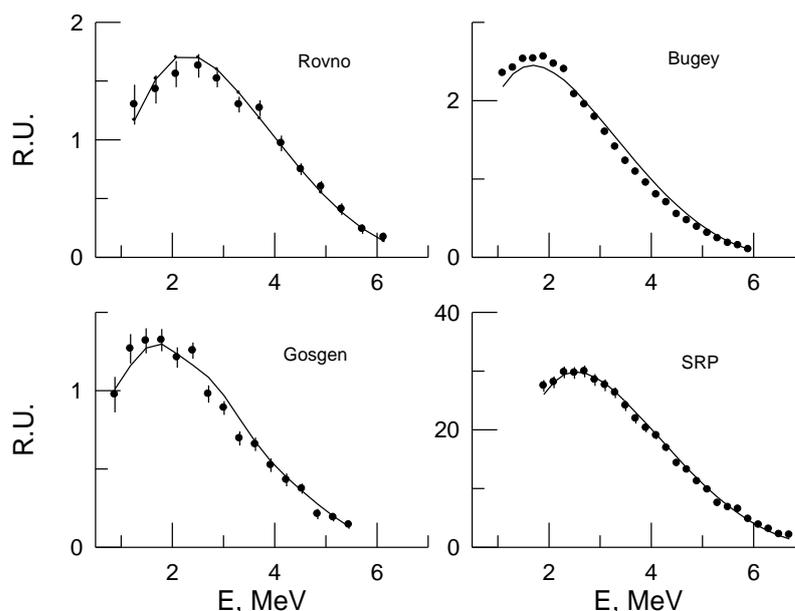


Рис. 40. Подгонка спектров позитронов стандартной функцией отклика детектора (а) Gösgen, (б) Ровно, (в) Bugey, (г) Savannah River Plant.

После того как мы убедились, что данная функция отклика адекватно описывает измеренный спектр позитронов, мы перешли к анализу формы спектра по форме. Для этого использовались отношения спектров, измеренных одним детектором на разных расстояниях. Экспериментальное отношение спектров сравнивалось с рассчитанным отношением для тех же расстояний.

Отношения спектров позитронов на разных расстояниях приведены в работах Ровно, Bugey-3, Savannah River и ILL. В данной работе мы использовали данные из этих работ или, как в случае эксперимента в Гесгене,

строили такое отношение самостоятельно. Отношения экспериментальных спектров показаны на рис. 41.

Таблица 10. Минимум функции  $\chi^2$  и параметры нейтринных осцилляций, найденные в данной работе

Эксперимент	Расстояния, м	$\Delta m^2$ , эВ <sup>2</sup>	$\text{Sin}^2 2\theta$	$\chi^2_{\text{min}}$
Gösgen	37.9, 45.9, 64.7	0.91	0.13	23.24
Ровно	18.2, 25.2	0.9	0.086	8.19
Bugey-3	15, 40, 95	0.96	0.10	27.12
Savannah River	18.2, 23.8	3.71	0.21	4.78
ILL	8.76	2.32	0.07	15.72
Ровно-2	18.2	0.7	0.15	28

Анализ проводился методом  $\chi^2$ . Для этого строилась функция правдоподобия:

$$\chi^2 = \sum_k \sum_i \frac{(\text{exp}R_i - R_i(\Delta m^2, \sin^2 2\theta))^2}{\sigma_i^2}, \quad (25)$$

где  $\text{exp}R_i$  – экспериментальное отношение спектров для двух расстояний,  
 $\text{exp}R_i(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$  – подгоночное значение отношения для определенных значений  $\Delta m^2$  и  $\sin^2 2\theta$ ,

$\sigma_i^2$  – экспериментальная погрешность в бине спектра.

Суммирование велось по всем экспериментальным отношениям спектров –  $k$ .

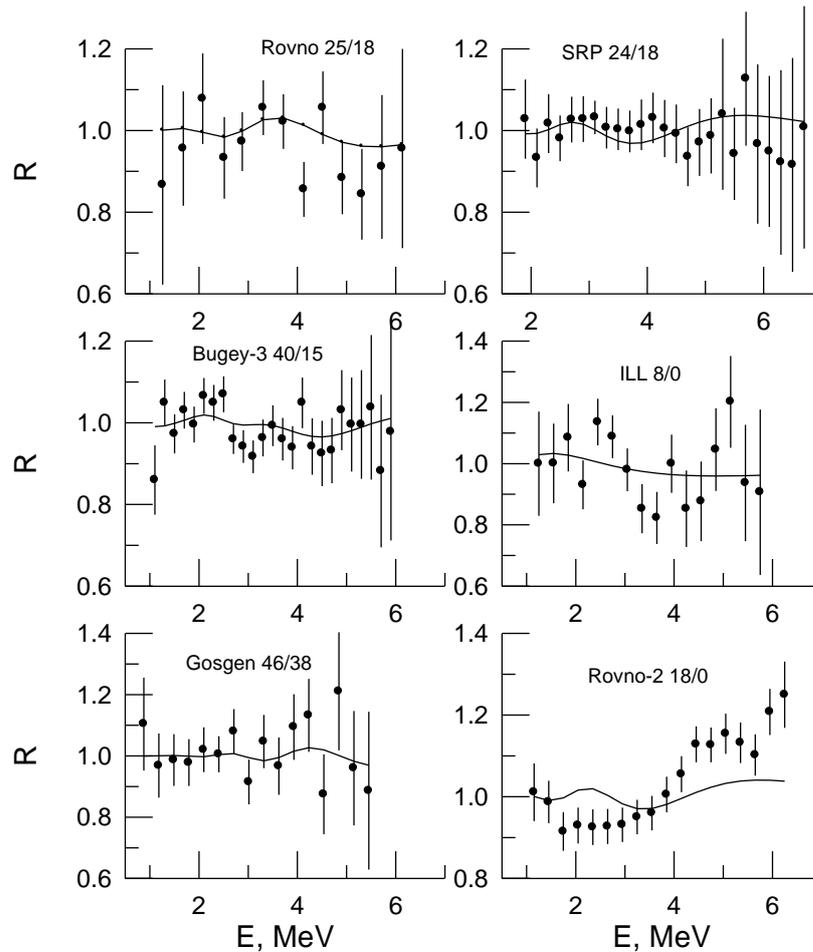


Рис. 41. Экспериментальные отношения спектров позитронов и описывающие их отношения при найденных параметрах осцилляций.

Анализ проводился в несколько этапов.

Анализ А: анализировались только эксперименты, где проводилось измерение на нескольких расстояниях от реактора. Было найдено минимальное значение  $\chi^2_{\min} = 64.17$  при значении параметров осцилляций  $\Delta m^2 = 0.98 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2 2\theta = 0.05$ .  $\chi^2(0)$  в отсутствии осцилляций –  $\chi^2_{\min} = 68.62$ . Всего было семь спектральных отношений с общим количеством точек 121 (Ровно – 13, Гесген – 3x16, Bugey – 25+10, SRP - 25).

Получено ограничение на параметры осцилляций на плоскости  $\Delta m^2$ - $\sin^2 2\theta$ , которое приведено на рис. 42 для 90% С.Л. доверительного интервала.

При построении кривой ограничений на параметры осцилляций ищутся те их них, которые удовлетворяют условиям  $\Delta\chi^2 = \chi^2(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) - \chi^2_{\min} = \text{value}$ , а value принимает значения, соответствующие доверительному уровню, для которого ищутся параметры. Обычно используются значения из распределения  $\chi^2$  для двух степеней свободы: 4.605 (90% CL), 5.991 (95% CL), 9.210 (99% CL) и 13.816 (99.9% CL).

Анализ А не выявил с 90% вероятностью определенных параметров осцилляций. Кривая получилась незамкнутая (рис. 42).

Анализ В: то же, что и в анализе А, но добавлен эксперимент [71] на 8.76 м. При минимизации функции  $\chi^2$  получено минимальное значение  $\chi^2_{\min} = 88.18$  при значениях  $\Delta m^2 = 0.971$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2 2\theta = 0.046$  и 137 точках. В отсутствие осцилляций  $\chi^2(0) = 94.14$ . При построении кривых ограничения параметров осцилляций область для 90% оказалась замкнутой. При этом наблюдается четыре области: в районе 0.2, 1, 2.2 и 3.8 эВ<sup>2</sup>. Наиболее глубокой является область вокруг абсолютного минимума. Полученные ограничения приведены на рис. 43.

Анализ С: к предыдущему анализу добавлен эксперимент [72] на 18.2 м. При этом число точек возросло до 155. Найденный абсолютный минимум составил  $\chi^2_{\min} = 144.57$  при осцилляционных параметрах  $\Delta m^2 = 0.925$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2 2\theta = 0.082$ . Значение в отсутствие осцилляций  $\chi^2(0) = 166.35$ . Минимум оказался настолько глубоким, что замкнутыми оказались все кривые вплоть до 99% доверительного интервала. Два верхних минимума при  $\Delta m^2 \sim 2$  и 3.8 пропали.

Для проверки правильности построения кривых ограничения осцилляционных параметров был использован метод функции вероятности  $e^{-t}$ , где  $t = \frac{\chi^2}{2}$ . На рис. 44а показано поведение этой функции в районе

абсолютного минимума  $\Delta m^2=0.925 \text{ эВ}^2$ , а на рисунке 44б поведение  $\chi^2$ . Оказалось, что граница областей параметров даже меньше, чем в случае  $\chi^2$  распределения.

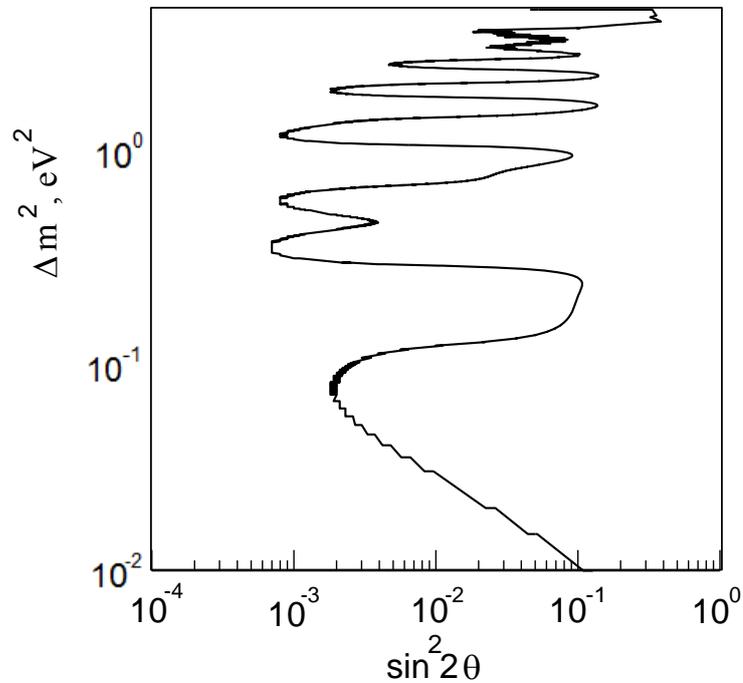


Рис. 42. Ограничения на параметры нейтринных осцилляций (анализ А) для 90% CL.

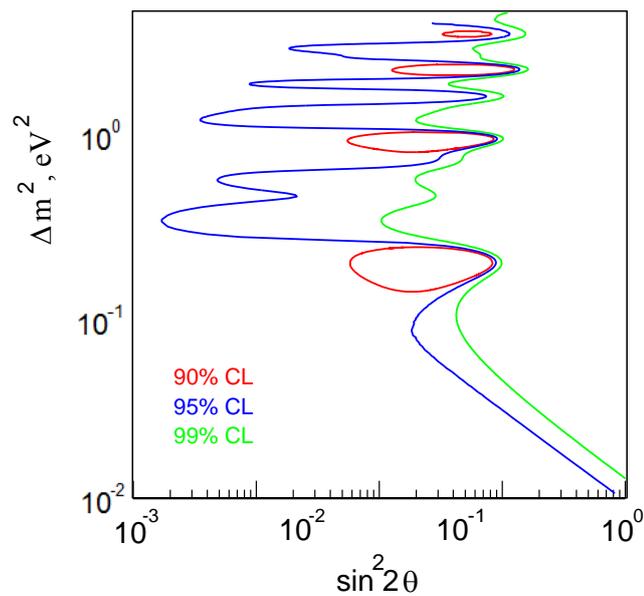


Рис. 43. Область возможных параметров нейтринных осцилляций для 90% C.L. (анализ В) и ограничения на параметры 95% C.L. и 99% C.L.

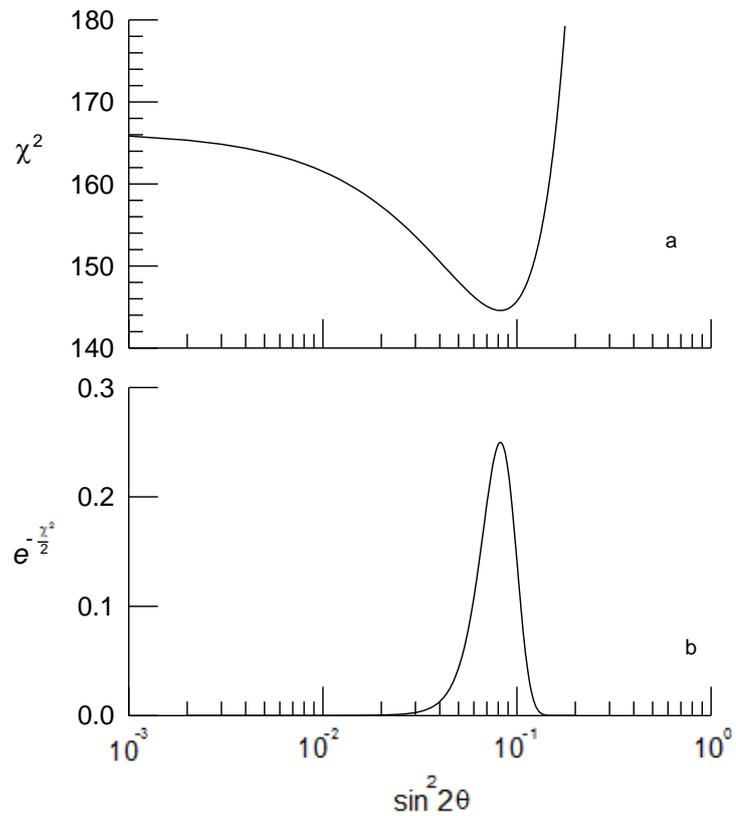


Рис. 44. Поведение функции  $\chi^2$  (a) и функции  $e^{-t/2}$ (b), где  $t - \chi^2$  в районе минимума.

Найденные в данном анализе области параметров сравниваются с ограничениями на параметры не реакторных экспериментов на рис. 45.

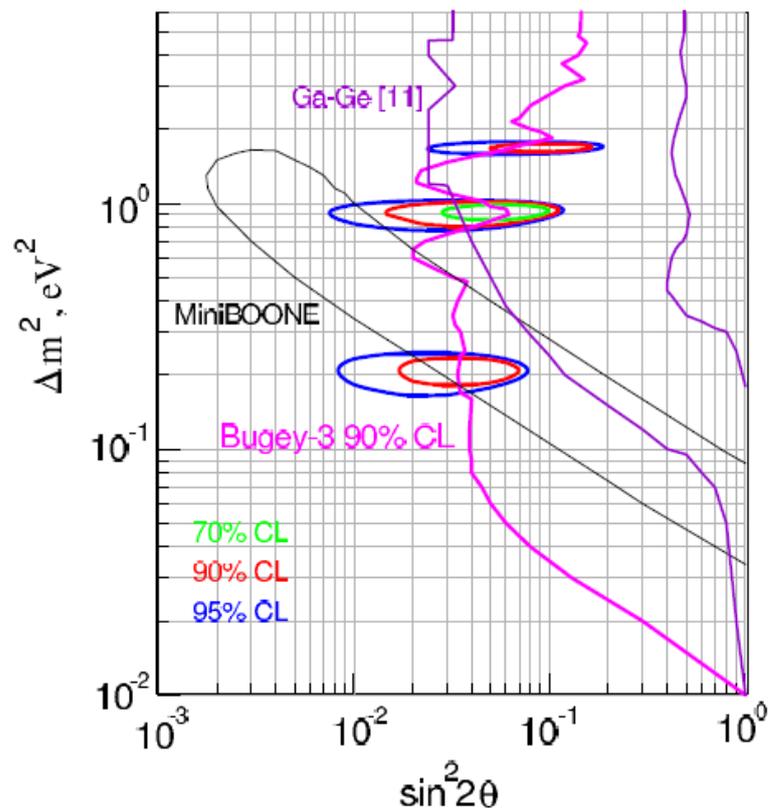


Рис. 45. Сравнение областей параметров нейтринных осцилляций для экспериментов: реакторных (настоящая работа), ускорительных (90% С.Л.) и калибровки галлиевых детекторов GALLEX и SAGE (90% С.Л.).

Одна из областей попала точно в середину параметров MiniBOONE, но отрезается анализом Bugey-3 и краешком ее захватывает область Ga-Ge экспериментов. А вторая область лежит полностью вне 90% области MiniBOONE, но зато хорошо совпадает с Ga-Ge и не отвергается Bugey-3. А области 95% С.Л. для всех экспериментов хорошо согласуются друг с другом.

Предлагаемый метод анализа позволяет обрабатывать различные эксперименты вместе, что увеличивает статистическую достоверность результата.

Анализ выявил три области параметров нейтринных осцилляций с высокой достоверностью. Эти области частично перекрываются с

результатами не реакторных экспериментов, в которых наблюдались сходные параметры осцилляций.

Из приведенного анализа следует, что гипотеза нейтринных осцилляций с параметрами  $\Delta m^2 = 0.925$  и  $\sin^2 2\theta = 0.082$  либо  $\Delta m^2 = 0.208$  и  $\sin^2 2\theta = 0.095$  может быть принята и доверительный интервал при этом достигает величины 99%. Полученная величина амплитуды осцилляций согласуется с данными на рис. 3. Амплитуда осцилляций не должна превышать разброс точек на рис. 3, то есть она должна быть  $\sin^2 2\theta < 0.05$ .

Для окончательного вывода о наличии осцилляций нейтрино с такими параметрами необходим специальный эксперимент с несколькими детекторами, расположенными в местах наиболее выраженного искажения нейтринного спектра или с возможностью перемещения детекторов. Необходимо проводить эксперимент одновременно, чтобы исключить влияние состава активной зоны ядерного реактора на форму спектра нейтрино. Вариант такого эксперимента предлагался в [73].

В настоящее время ведутся дискуссии о проведении экспериментов по проверке данной области параметров осцилляций. Это, например, предложение специального эксперимента с искусственным источником нейтрино ( $^{51}\text{Cr}$ ), помещаемым в центр системы с двумя вложенными объемами, заполненными Ga [69]. Также сейчас обсуждается вопрос о проведении эксперимента с секционированным детектором на одном из реакторов России [74].

#### §4. Новый расчет спектров антинейтрино делящихся изотопов

Совсем недавно в коллаборации Double Chooz, измеряющей угол смешивания нейтрино  $\theta_{13}$ , был проведен новый анализ спектра антинейтрино [28], излучаемого ядерным реактором. Спектр был получен в виде спектров четырех основных делящихся изотопов, производящих тепло в ядерном реакторе. При этом в расчет были включены новые данные о схемах распада осколков деления, а также учитывались поправки на слабый магнетизм для каждого бета-распада. Был проведен тщательный анализ погрешностей, возникающих при расчете, и получена матрица ошибок для каждого спектра антинейтрино.

Полученный спектр оказался по нормировке на 3.5% больше, чем спектр, использовавшийся ранее для анализа и считавшийся наиболее точным [75, 76], то есть предсказываемый поток оказывается на 3.5% больше. В работе [77] были пересчитаны отношения измеренного и ожидаемого эффектов для всех предыдущих реакторных экспериментов. Среднее значение изменилось с 0.98 до 0.94, что было интерпретировано как указание на короткопериодические осцилляции с массовым параметром  $\Delta m^2 > 1.0 \text{ eV}^2$ . Анализ отношений на наличие осцилляций выявил область параметров осцилляций, показанных на рис. 46.

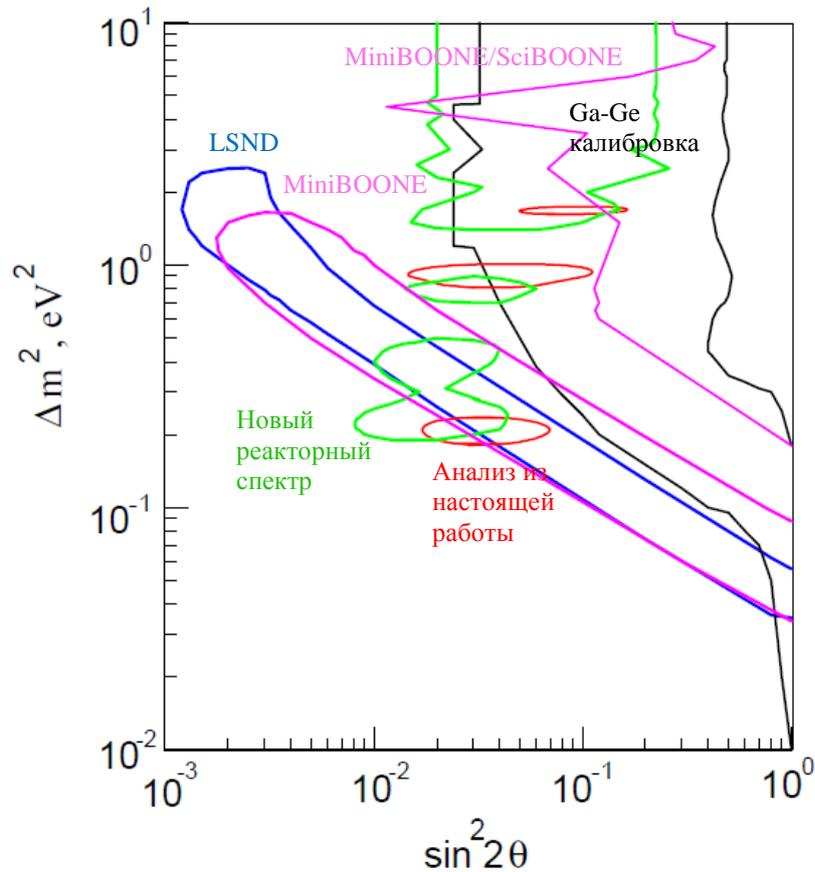


Рис. 46. Области разрешенных параметров по данным экспериментов с нейтрино на уровне достоверности 90% C.L. Синяя линия – LSND [24], сиреневая – MiniBooNE [25] и совместный анализ MiniBooNE и SciBooNE [78], черная линия – данные калибровочных экспериментов с источниками нейтрино SAGE и GALLEX [69], красная – совместный анализ реакторных экспериментов с учетом интегрального эффекта [27], зеленая – данные нового расчета спектра антинейтрино [28, 76].

#### §4. Проекты экспериментов по поиску стерильных нейтрино

В силу недостаточной статистики данных вышеприведенных экспериментов в настоящее время предлагаются новые эксперименты по проверке существования осцилляций с найденными параметрами. Экспериментальное их подтверждение будет означать существование еще одного типа нейтрино, которое называют стерильным.

Ниже мы рассмотрим ряд таких проектов, некоторые из которых уже приступили к набору статистики.

### 1. Эксперимент SciBooNE-MiniBooNE

В 2012 году появились данные о совместном анализе данных двух детекторов в Фермилаб [78]. На пути пучка нейтрино из мишени от ускорителя был установлен дополнительный детектор, названный SciBooNE. Он состоит из трех частей: SciBar детектор, ЕС детектор и MRD детектор, объединенные в один SciBooNE. Первый из них, SciBar, состоит из пластиковых сцинтилляционных стрипов, образующих координатную сетку. Всего используется 64 слоя, каждый из которых состоит из слоя стрипов, расположенных параллельно X координате и слоя стрипов, параллельных Y координате, по 112 стрипов в каждой панели. Детектор предназначен для регистрации взаимодействий нейтрино и антинейтрино. Второй детектор, ЕС, является электромагнитным калориметром и состоит из сцинтилляционных полос, изготовленных из свинцового стекла: 32 полосы в X направлении и столько же – в Y. Предназначен он для регистрации и поглощения гамма-лучей. Третий же детектор, MRD (Muon Range Detector), отслеживает путь мюона, рожденного мюонным нейтрино. Он представляет из себя слоеный детектор – комбинацию SciBar с железными слоями. Детектор MiniBooNE был описан выше.

Были проведены эксперименты с использованием обоих детекторов одновременно. При этом статистика в ближнем детекторе (SciBooNE) составила 11562 события, а в дальнем (MiniBooNE) – 68309 нейтринных событий. Прямое сравнение было затруднено неодинаковостью функций отклика детекторов, поэтому использовалось двойное отношение. При сравнении отношений спектров нейтрино и антинейтрино в SciBooNE и MiniBooNE были получены ограничения на параметры осцилляций, которые

по чувствительности не смогли закрыть область, следующую из анализа данных только MiniBooNE.

На рис. 46 показаны области возможных параметров осцилляций, найденные в описанных экспериментах. Видно, что данные различных экспериментов частично перекрываются. Совместный анализ SciBooNE и MiniBooNE не может пока подтвердить или опровергнуть данные более ранних экспериментов из-за недостаточности статистики. Но измерения продолжаются и, возможно, в скором времени будут получены новые данные, подтверждающие или опровергающие результаты экспериментов LSND и MiniBOONE.

## 2. Реакторные эксперименты Nucifer и Kurchatov

В последнее время МАГАТЭ заинтересовалось возможностями нейтринной физики для использования их в целях нераспространения ядерных материалов. В ядерном центре Saclay (Франция) был предложен детектор для контроля параметров ядерного реактора на расстоянии [79]. Детектор представляет собой объем, заполненный жидким сцинтиллятором и просматриваемый фотоумножителями с верхней стороны. Полный объем детектора 850 л. Детектор размещен в одном из помещений исследовательского реактора Озирис в Сакле на расстоянии 7 м от его центра.

С началом бурного обсуждения в печати проблемы четвертого (стерильного) нейтрино дополнительной целью эксперимента стало обнаружение осцилляций в четвертое состояние. Реактор достаточно мал по размерам, чтобы считаться точечным и не замывать осцилляции при  $\Delta m^2 > 2 \text{ eV}^2$ , как обнаружено в публикации этой группы [77].

Аналогичный проект предложен и в Курчатовском институте (Россия) [80]. Он отличается от варианта Сакле только количеством ФЭУ и составом сцинтиллятора. Детектор предполагается использовать на одной из атомных станций России.

### 3. Эксперименты с мощными источниками нейтрино BOREXINO, KamLAND и SAGE

Так как искомый массовый параметр ожидается достаточно большим  $\Delta m^2 > 1 \text{ эВ}^2$ , то длина осцилляций должна быть небольшой  $L \sim 1-4 \text{ м}$ , что делает возможным использование искусственных источников нейтрино или антинейтрино в существующих сегодня установках и обладающих возможностью определять местоположение взаимодействия внутри детектора. К таким установкам относятся BOREXINO и KamLAND. И в первом, и во втором детекторах используется очень чистый, прозрачный и яркий сцинтиллятор с возможностью определения места взаимодействия. Если эти осцилляции действительно реальны, то в детекторе должны наблюдаться области с разной скоростью счета.

Предлагается использовать источники  $^{51}\text{Cr}$  или  $^{144}\text{Ce}$  [81] мощностью от нескольких единиц до десятков МКи. Причем в BOREXINO источник может быть размещен у наружной стенки установки, в то время как в KamLAND есть возможность введения источника прямо в сцинтиллятор, в центр.

Еще один эксперимент предлагается провести в БНО ИЯИ РАН на базе Ga из детектора SAGE [69]. Для проверки гипотезы о существовании четвертого нейтрино предлагается изготовить два сферических объема, вложенных один в другой и заполненных жидким галлием. В центральный объем вводится источник  $^{51}\text{Cr}$ . После чего анализируется скорость счета Ge событий. В зависимости от результатов эксперимента предполагается найти осцилляции в стерильное состояние или существенно их ограничить.

### 4. Реакторные относительные эксперименты DANSS и NEUTRINO-4

Наряду с экспериментами на описанных выше ядерных реакторах, использующих абсолютный метод измерения с одним детектором,

предложены еще два эксперимента, которые собираются использовать относительный метод измерения.

Один эксперимент предложен ПИЯФ в коллаборации с Курчатовским институтом. Его назвали NEUTRINO-4 с указанием цели поиска 4-го состояния нейтрино [82]. В нем предлагается создать длинный секционированный детектор вблизи одного из исследовательских реакторов в России. Длина детектора может достигать 5 м. Исследовательский реактор выбран из-за малых размеров, чтобы источник мог считаться точечным и в нем не происходило размывания спектра за счет осцилляций. Осцилляции должны регистрироваться только в детекторе. Ожидается изменение скорости счета в разных секциях за счет осцилляций; должны наблюдаться спады и подъемы интенсивности после внесения поправки на квадрат расстояния.

Второй эксперимент разрабатывается в коллаборации ИТЭФ-ОИЯИ-ИЯИ и называется DANSS [83]. В качестве детектора предлагается сильно секционированный детектор на базе пластического сцинтиллятора. Его конструкция близка к детектору SciBar в MiniBooNE, но отличается размерами стрипа. Этот детектор первоначально был предложен для дистанционного контроля за работой ядерного реактора. Он полностью удовлетворяет требованиям МАГАТЭ для детекторов такого типа по безопасности, компактности и возможности транспортировки. Предполагается использовать его на 4-м блоке Калининской АЭС. При условии, что осцилляции имеют массовый параметр  $\sim 1 \text{ эВ}^2$ , они не должны сильно размывать реакторный спектр внутри самого реактора, так как длина осцилляций для энергий реакторного спектра антинейтрино составляет при этом параметре  $\sim 4 \text{ м}$ .

Особенностью детектора DANSS является близкое расположение к мощному ядерному реактору ( $W_{\text{th}} = 3050 \text{ МВт}$ ) и соответственно высокая скорость счета нейтринных событий (10 тыс. в день на расстоянии 10 м), что

особенно важно в таких тонких экспериментах. Во-вторых, высокая степень секционирования позволяет сильно подавлять внешние фоны от естественной гамма- и нейтронной радиации и располагать детектор в обычных помещениях атомной станции. В-третьих, детектор расположен под ядерным реактором на специальном лифте, который позволяет менять расстояние в ходе измерений, что существенно снижает систематическую ошибку.

На рис. 47 показана чувствительность эксперимента при проведении измерений на протяжении двух кампаний реактора на двух расстояниях: 11 и 16 м. Предполагается, что будет набрана статистика 3 и 1 млн. нейтринных событий на соответствующем расстоянии.

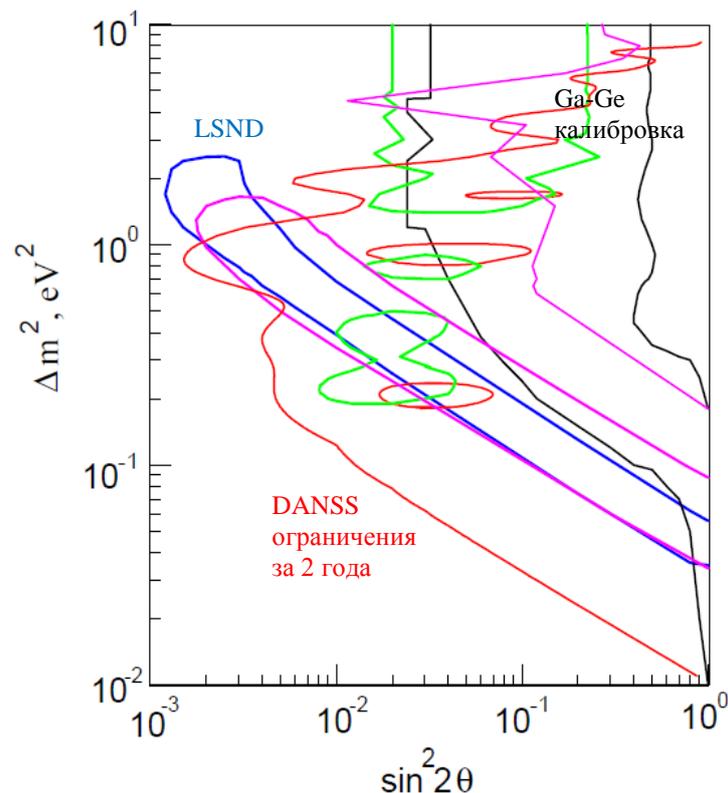


Рис. 47. То же, что на рис. 46. Красной линией показаны ограничения на параметры осцилляций, которые могут быть получены детектором DANSS при измерениях на двух расстояниях 11 и 16 м в течение двух кампаний реактора.

## Выводы к Главе IV

Мы рассмотрели некоторые экспериментальные указания на возможное наличие четвертого типа нейтрино. Это нейтрино называют стерильным из-за того, что оно не принимает участия в обычных взаимодействиях. Анализ данных этих экспериментов выявляет перекрывающиеся области параметров нейтринных осцилляций.

В последнее время интерес к поискам стерильных нейтрино сильно вырос. Родилось множество проектов, нацеленных на поиски четвертого нейтрино. Кроме того, недавно получено космологическое значение числа типов нейтрино, основанное на экспериментальном наблюдении соотношения первичного количества  ${}^4\text{He}$  в галактиках [84]. Получены значения числа типов нейтрино 3.7-3.8 вместо 2.99, величины, которая следует из распада  $Z^0$  бозона.

По мере реализации этих проектов можно ожидать новые интересные результаты в нейтринной физике за пределами Стандартной теории.

## ГЛАВА V.

### МЕТРОЛОГИЯ В РЕАКТОРНОЙ НЕЙТРИННОЙ ФИЗИКЕ.

При проведении нейтринных экспериментов на ядерных реакторах необходимо, проводя анализ данных, использовать точные значения величин, которые требуются для расчета искомых эффектов, с которыми сравниваются измеряемые эффекты. Рассмотрим, например, эксперимент по измерению сечения взаимодействия антинейтрино с протоном. Число событий реакции ОБР в детекторе можно рассчитать по формуле:

$$N_e = \iint C \cdot \rho_\nu(E) \sigma_{\nu p}(E) R(E, T) \varepsilon dE dT, \quad (26)$$

где  $C$  – константа, определяющая число делений в месте расположения детектора,  $C = \frac{W_{th}}{E_f 4\pi R^2}$  [делений/см<sup>2</sup>],  $W_{th}$  – тепловая энергия ядерного реактора,  $E_f$  – средняя энергия выделяемая на акт деления ядра урана или плутония,  $R$  – расстояние от центра реактора до центра детектора,  $\rho_\nu(E)$  – спектр антинейтрино в нормировке на одно деление [нейтрино/деление],  $\sigma_{\nu p}(E)$  – сечение взаимодействия антинейтрино с протоном [см<sup>2</sup>],  $R(E, T)$  – безразмерная функция отклика детектора, переводящая спектр позитронов из энергий антинейтрино в кинетическую энергию позитронов,  $E$  и  $T$  энергии нейтрино и позитрона соответственно.  $\varepsilon$  – эффективность регистрации продуктов реакции 8.

Рассмотрим точности величин, входящих в (26). В современных ядерных реакторах  $W_{th}$  известно с точностью менее 1%, стандартно 0.6-0.8%. Расстояние также измеряется с точностью до 1%, 0.5-0.6%.  $R(E, T)$  – может быть получена в калибровочных экспериментах с высокой точностью; в современных детекторах менее 1%, обычно ~0.5%. Сечение реакции может

быть рассчитано с точностью около 0.1%. Точность энергии на акт деления долгое время была около 1%, но нами был произведен новый анализ этой величины, и удалось понизить ее точность до 0.3-0.4% [84]. Ниже мы рассмотрим расчет этой величины подробно.

Наибольшую неопределенность в предсказываемую величину эффекта от реакции ОБР вносит спектр антинейтрино  $\rho_{\nu}(E)$ . До 1980-х годов пользовались расчётными спектрами антинейтрино, их точность была на уровне 10%, позднее были тщательно измерены спектры электронов от осколков изотопов, делящихся тепловыми нейтронами, и по ним был восстановлен спектр антинейтрино для каждого изотопа [75]. Точность этих спектров составляла уже порядка 2.5%. Недавно был представлен новый расчет спектра с тщательным анализом всевозможных погрешностей компонентов спектра [28]. Его точность оказалась на уровне спектров [75]. Нами были получены спектры изотопов из измеренного в 1990-х годах стандартного спектра ядерного реактора [72]. Точность этих спектров оказалась немного хуже, чем у спектров [74], но зато впервые был экспериментально получен спектр  $^{238}\text{U}$ , который делится быстрыми нейтронами и ранее был представлен только расчетным методом [76].

## **§1. Энергия на акт деления**

Энергия на акт деления была рассчитана с хорошей точностью более сорока лет назад [86]. Позднее она уточнялась [87], но мы решили, используя новейшие данные по выходу осколков, рассчитать ее как можно более точно. Кроме того, здесь впервые прослеживается динамика тепловой энергии деления на протяжении рабочего цикла реактора.

Энергию  $E_f$  (МэВ/дел.) можно представить в виде суммы четырех слагаемых:

$$E_f = E_{\text{tot}} - \langle E_\nu \rangle - \Delta E_{\beta\gamma} + E_{\text{nc}}, \quad (27)$$

где  $E_{\text{tot}}$  – полная энергия, выделяющаяся при делении ядра с момента поглощения нейтрона, вызывающего это деление, до завершения бета-распадов образовавшихся осколков и превращения их в стабильные по отношению к бета-распаду нейтральные атомы;

$\langle E_\nu \rangle$  – средняя энергия, унесенная антинейтрино, которые образовались при бета- распаде осколков деления, не возмущенных их взаимодействием с нейтронами;

$\Delta E_{\beta\gamma}$  – энергия бета- и гамма-квантов осколков деления, не распавшихся к рассматриваемому моменту времени;

$E_{\text{nc}}$  – энергия, поглощаемая при захвате не участвующих в поддержании цепной реакции нейтронов в различных материалах активной зоны реактора и при распаде образующихся в результате этого радиоактивных ядер.

Часть полной энергии  $E_{\text{tot}}$ , которая остается в реакторе и переходит в тепло, образует эффективную энергию деления  $E_{\text{eff}}$ :

$$E_{\text{eff}} = E_{\text{tot}} - \langle E_\nu \rangle - \Delta E_{\beta\gamma}, \quad (28)$$

и выражение для  $E_f$  можно записать в виде

$$E_f = E_{\text{eff}} + E_{\text{nc}}. \quad (29)$$

В данном случае мы говорим об энергии, выделяющейся в единичном акте деления ядра, в то время как в реакторе происходит цепная реакция деления, длящаяся определенное время. Рассмотрим поэтому процесс деления изотопа, начавшийся в момент времени  $t = 0$  и продолжающийся с постоянной скоростью  $N_f = 1$  дел./с. Пусть  $E(t)_{\text{tot}}$  – энергия, выделяющаяся в секунду в момент времени  $t$ , прошедший с начала рассматриваемого процесса;  $E(t)_{\text{tot}}$  -включает в себя все виды энергии за исключением энергии

$E_{nc}$ , выделяющейся при поглощении нейтронов, не участвующих в делении, в различных материалах. Рассмотрим теперь функцию  $f_{tot}(t)$ , определяющую величину энергии, которая выделяется в единицу времени спустя интервал времени  $t$  после одного единичного акта деления. Очевидно, что

$$E(t)_{tot} = \int_0^t f_{tot}(x) dx \text{ и } f_{tot}(t) = dE(t)_{tot} / dt. \quad (30)$$

Энергия  $E(t)_{tot}$  растет с увеличением продолжительности процесса деления  $t$  и стремится к предельному значению  $E(\infty)_{tot}$ :

$$E(\infty)_{tot} = \int_0^{\infty} f_{tot}(x) dx \equiv E_{tot}. \quad (31)$$

Полученные соотношения связывают энерговыделение в единичном акте деления с энерговыделением в единицу времени в непрерывном процессе.

В реакторах, на которых ведутся нейтринные исследования, используется уран с низким обогащением  $^{235}\text{U}$ . По мере выгорания этого изотопа в активной зоне таких реакторов накапливаются  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , которые, как и  $^{235}\text{U}$ , делятся тепловыми нейтронами. Вклад в общее число делений дает и  $^{238}\text{U}$ , делящийся под действием быстрых нейтронов. Поэтому

$$E_f = \sum \alpha_i E_{fi}, \quad \sum \alpha_i = 1 \quad (32)$$

где  $\alpha_i$  ( $i = 5, 9, 8, 1$ ) вклады изотопов  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$  в общее число делений  $N_f$ . Сведения о меняющихся в ходе рабочего цикла реактора значениях  $\alpha_i$  предоставляются службами реактора. Характерные для реакторов ВВЭР (PWR) значения  $\alpha_i$  составляют:

$$\alpha_5 = 0.59, \quad \alpha_9 = 0.29, \quad \alpha_8 = 0.07, \quad \alpha_1 = 0.05 \quad (33)$$

Нужно отметить, что энергия  $E_f$  и вычисляемое число делений  $W/E_f$ , происходящих в реакторе в данный момент времени, не определяются однозначно текущим состоянием реактора, задаваемым уровнем его

мощности и изотопным составом горящего ядерного топлива, но зависят и от предыстории. Эта зависимость определяется слагаемыми  $E_{nc}$ , и  $\Delta E_{\beta\gamma}$ , входящими в (27). Первое слагаемое меняется вместе с изменением состава материалов активной зоны реактора, происходящим в течение рабочего цикла. Оба слагаемых содержат вклад долгоживущих бета-излучателей и зависят от продолжительности облучения топлива.

Величины энергий  $E_{fi}$  делящихся изотопов и композиция (33) для реактора в целом несколько превышают 200 МэВ/дел. Забегая вперед, приведем типичное для реактора ВВЭР соотношение между абсолютными величинами слагаемых, входящих в выражения (28) для энергии  $E_f$ :

$$E_{tot} : \langle E_v \rangle : \Delta E_{\beta\gamma} : E_{nc} \approx 200 : 9 : 0.3 : 10 \quad (34)$$

### 1.1. Полная энергия деления $E_{tot}$

Энергию  $E_{tot}$  можно вычислить путем суммирования средних значений различных компонентов энерговыделения: кинетической энергии осколков, энергии мгновенных и запаздывающих гамма-лучей деления, кинетической энергии нейтронов и бета-частиц и т.д. Однако более точные результаты получаются при прямом применении к процессу деления закона сохранения энергии:

$$M(A_0, Z_0) + M_n = \sum y_A M(A, Z_A) + n_f M_n + E_{tot}, \quad (35)$$

Здесь  $M(A_0, Z_0)$  – масса атома делящегося изотопа (полагаем здесь, что скорость света  $c = 1$ ),  $A_0$  и  $Z_0$  – его массовое и зарядовые числа,  $M_n$  – масса нейтрона. Суммирование проводится по массовым числам  $A$   $\beta$ -стабильных продуктов деления,  $M(A, Z_A)$  – массы этих продуктов,  $y_A$  – их полные выходы,  $\sum y_A = 2$ ,  $n_f$  – среднее суммарное число мгновенных и запаздывающих нейтронов деления. (Обозначение  $\nu$ , обычно используемое для среднего числа нейтронов деления, мы по понятным причинам заменяем здесь на  $n_f$ ).

Используя условие сохранения числа нуклонов при делении, перепишем соотношение (35), вводя избытки масс атомов  $m(A, Z)$ :

$$E_{\text{tot}} = m(A_0, Z_0) - \sum y_A m(A, Z_A) - (n_f - 1) m_n, \quad (36)$$

где  $m(A, Z) = M(A, Z) - A m_0$  ( $m_0$  – атомная единица массы),

$m_n = M_n - m_0 = (8.0713 \pm 0.0001)$  МэВ – избыток массы нейтрона.

Результаты вычислений полной энергии  $E_{\text{tot}}$  и величины, входящие в соотношение (36) для четырех делящихся ядер, приведены в табл. 11. В этих вычислениях использовались данные об избытках масс атомов [88] и выходах осколков деления [89] с массовыми числами от 66 до 172 (см. рис. 47). Данные о числе нейтронов деления заимствованы из работы [90].

Таблица 11. Избытки масс и полная энергия деления  $E_{\text{tot}}$  (в ед. МэВ/дел.)

Деля- щаяся ядро	Избыток массы $m(A_0, Z_0)$	Избыток массы продуктов деления $\sum y_A m(A, Z_A)$	Число нейтронов деления $n_f$	$(n_f - 1) m_n$	$E_{\text{tot}}$
$^{235}\text{U}$	$40.914 \pm 0.002$	$- 173.43 \pm 0.05$	$2.432 \pm 0.0036$	$11.55 \pm 0.03$	$202.79 \pm 0.06$
$^{238}\text{U}$	$47.304 \pm 0.002$	$- 173.39 \pm 0.10$	$2.829 \pm 0.011$	$14.76 \pm 0.09$	$205.93 \pm 0.13$
$^{239}\text{Pu}$	$48.584 \pm 0.002$	$- 173.87 \pm 0.07$	$2.875 \pm 0.0060$	$15.13 \pm 0.05$	$207.32 \pm 0.08$
$^{241}\text{Pu}$	$52.951 \pm 0.002$	$- 173.72 \pm 0.10$	$2.937 \pm 0.0073$	$15.63 \pm 0.06$	$211.04 \pm 0.12$

Величины  $E_{\text{tot}}$  для рассматриваемых делящихся ядер отличаются друг от друга на несколько МэВ, возрастая в порядке их расположения в первом столбце табл. 11. Эти различия вызваны в первую очередь увеличением избытка масс атомов делящихся изотопов и, в меньшей степени, ростом числа нейтронов деления  $n_f$ . В то же время избыток массы совокупности стабильных осколков деления  $\sum y_A m(A, Z_A)$ , как видно из табл. 11, почти не

зависит от делящегося ядра. Это обусловлено тем обстоятельством, что величина  $m(A_A, Z_A)$  приблизительно постоянна в области больших выходов осколков  $y_A$ , увеличиваясь заметно только для продуктов сильно асимметричного деления, где выходы уже сравнительно не велики (рис. 48). Поэтому даже заметные различия в массовых распределениях осколков деления ядер урана и плутония слабо сказываются на суммарных величинах  $\sum y_A m(A, Z_A)$ .

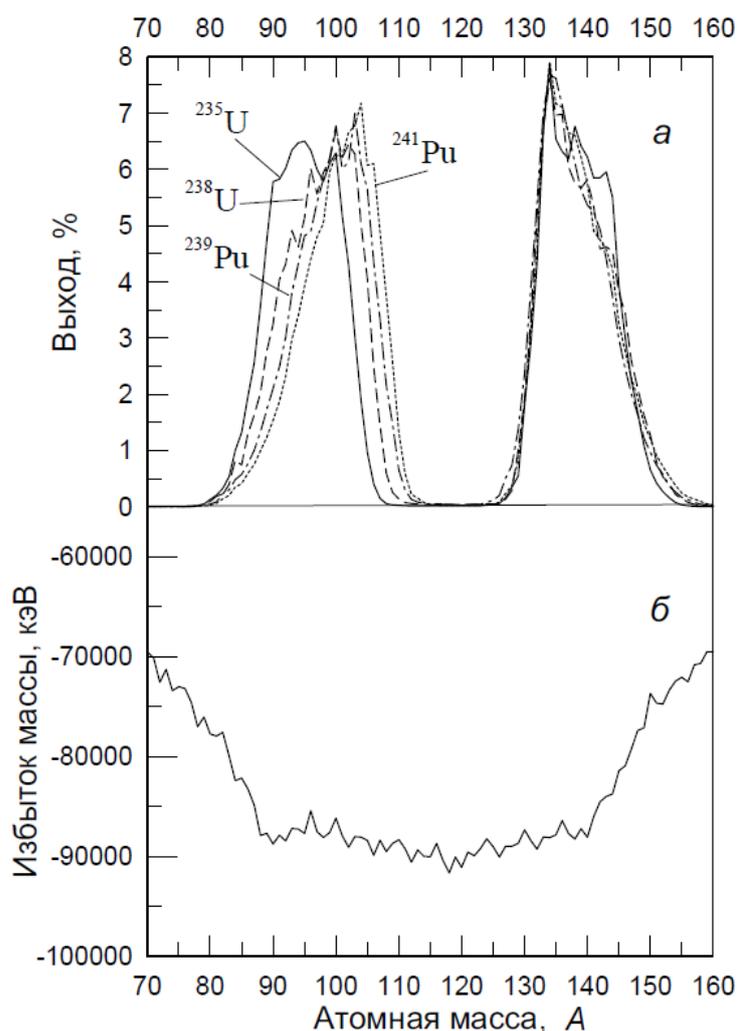


Рис. 48. а) Полный выход  $y(A)$  бета-стабильных осколков деления изотопов урана и плутония. б) зависимость избытка масс  $m(A)$  бета-стабильных атомов от массового числа  $A$ .

Погрешность избытка масс  $\sum y_A m(A, Z_A)$  (см. третий столбец табл. 11) определяется неопределенностями выходов  $y_A$ , поскольку подавляющее число величин  $m(A, Z_A)$  известно с точностью не хуже 5 кэВ. Для нахождения этой погрешности каждый из выходов  $y_A$  варьировался независимо друг от друга согласно распределению Гаусса. В результате каждого варьирования возникает новый набор значений  $y_A$ , для которого вычисляется величина  $\sum y_A m(A, Z_A)$ . При этом несколько меняется и полное число нуклонов  $\sum y_A A$ , содержащееся в продуктах деления. По соотношению

$$A_0 + 1 = \sum y_A A + n_f, \quad (37)$$

выражающему закон сохранения нуклонов, вычисляется соответствующее число нейтронов  $n_f$ . Пары найденных таким образом значений избытка массы и числа нейтронов соответствует точка на плоскости  $\sum y_A m(A, Z_A), n_f$ . Результат одного из таких расчетных экспериментов, проведенных для  $^{235}\text{U}$ , в котором использовалось распределение Гаусса с шириной на половине высоты 0.12, приведен на рис. 49. (10 тыс. точек). Из него видно, что неопределенности выходов продуктов деления вносят в величину избытка масс погрешность около 35 кэВ, и что имеющиеся экспериментальные данные о выходах продуктов деления и числе нейтронов деления хорошо согласуются друг с другом.

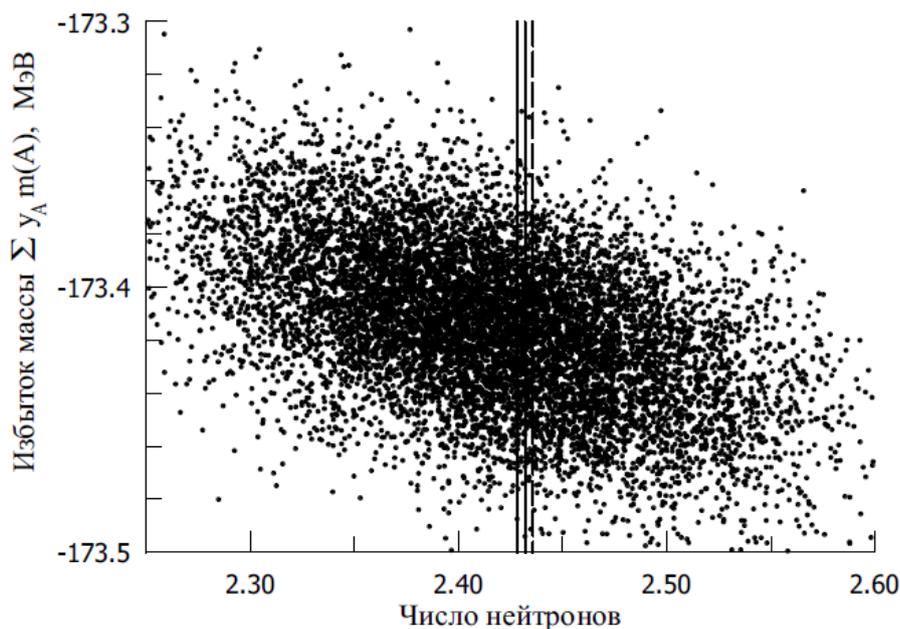


Рис. 49. Влияние погрешностей выхода продуктов деления  $^{235}\text{U}$  на дефект масс  $\sum y_A m(A, Z_A)$  (см. текст); вертикальная полоса соответствует экспериментальному значению числа нейтронов  $n_f$ .

Названными особенностями определяется высокая точность расчета полных энергий  $E_{\text{tot}}$ , основанного на применении к процессу деления закона сохранения энергии.

Отметим также, что величина  $\sum y_A m(A, Z_A)$  фактически не зависит от энергии налетающего нейтрона до тех пор, пока не происходит существенного изменения выходов  $y_A$  на горбах массовых распределений. Как показывает расчет, при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  нейтронами спектра деления отличие величин  $\sum y_A m(A, Z_A)$  от значений, приведенных в табл. 11, не превышают 0.1 МэВ.

Величины  $E_{\text{tot}}$  получены без учета тройного деления. Тройное деление с испусканием длиннопробежной  $\alpha$ -частицы происходит в  $\sim 1/500$  числе случаев, другие виды тройного деления гораздо менее вероятны. Изменение величины  $E_{\text{tot}}$  при учете тройного деления не превышает, как показывает оценка, 0.02%.

В расчете энергии  $E_{\text{tot}}$  не учитываются  $\alpha$ -распады Nd, Sm и Sm, которые образуются после завершения процессов бета-распада в цепочках с массовыми числами 144, 147 и 149. Суммарный выход этих  $\alpha$ -излучателей составляет около 10%, однако их периоды полураспада превышают  $10^{11}$  лет, и они не дают реального вклада в энерговыделение.

## 1.2. Эффективная энергия $E_{\text{eff}}$

В этом разделе схематически описана процедура и приведены результаты вычислений энергий  $\langle E_\nu \rangle$ , уносимых антинейтрино, поправок  $\Delta E_{\beta\gamma}$  и представлены найденные по соотношению (28) значения эффективных энергий  $E_{\text{eff}}$ .

1. Наряду с  $\bar{\nu}_e$ , излучаемых осколками деления, в реакторе генерируется заметное число  $\nu_e$ , испускаемых при  $\beta$ -распаде ядер, образующихся в результате активации нейтронами материалов, находящихся в реакторе. При подсчете энергии  $\langle E_\nu \rangle$  учитываются не все реакторные антинейтрино, а только те из них, которые испущены осколками деления, не возмущенными взаимодействием с нейтронами.

Спектр  $\bar{\nu}_e$ , быстро спадает с ростом энергии  $E_\nu$  и практически обращается в ноль при  $E_\nu \approx 10$  МэВ. На «жесткую» часть спектра  $E_\nu \geq 2.0$  МэВ приходится около 60% уносимой энергии  $\langle E_\nu \rangle$ .

В случае  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  спектры  $\bar{\nu}_e$ , необходимые для вычисления величин  $\langle E_\nu \rangle$ , получены следующим образом:

- для области энергий выше 1.8 МэВ использовались спектры, найденные в Институте Лауэ–Ланжевена (ILL) путем восстановления измеренных спектров электронов, испускаемых осколками деления [75];

- в эти спектры вносились небольшие поправки ( $\sim 2.5\%$ ), соответствующие вкладам долгоживущих бета-излучателей [91], которые не были учтены в работе [75];

- спектры  $\bar{\nu}_e$ , рассчитанные нами для области энергий 0 – 3.0 МэВ, плавно сшивались на участке от 2 до 2.5 МэВ с поправленными спектрами PLL, что привело к изменению расчетных значений на 2–3%

В случае  $^{238}\text{U}$  энергия  $\langle E_\nu \rangle$  была найдена по рассчитанному нами спектру  $\bar{\nu}_e$ .

Не просто оценить погрешность энергии, уносимой  $\bar{\nu}_e$ , в области  $E_\nu < 2.0$  МэВ. Используемая при подсчете база данных включает сведения о 571 осколках деления, подавляющее большинство схем распада которых хорошо известно. Погрешность определения этой части  $\langle E_\nu \rangle$  не превышает, по видимому,  $\sim 4\%$ .

Найденные описанным выше образом значения  $\langle E_\nu \rangle$  (МэВ/дел.) составляют:

$$\begin{aligned} &^{235}\text{U}: 9.07 \pm 0.32, \quad ^{238}\text{U}: 11.00 \pm 0.80, \\ &^{239}\text{Pu}: 7.22 \pm 0.27, \quad ^{241}\text{Pu}: 8.71 \pm 0.30. \end{aligned} \tag{38}$$

Отметим, что погрешности в знании энергий уходящих антинейтрино  $\langle E_\nu \rangle$  намного превышают ошибки определения энергий  $E_{tot}$ .

Часть энергии, уносимой антинейтрино с энергией  $E_\nu \geq 1.80$  МэВ, можно непосредственно сравнить с данными, полученными в эксперименте на реакторе Ровенской АЭС [72]. В этом эксперименте по реакции ОБР  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  был измерен спектр позитронов и для области энергий  $E_\nu$  более 1.80 МэВ восстановлен спектр  $\bar{\nu}_e$ . Найденное по этому спектру значение

унесенной энергии удовлетворительно согласуется с величиной, рассчитанной в настоящей работе.

$$X_{\text{Rovno/cal.}} = 4.679/4.815 = 0.972. \quad (39)$$

2. Напомним, что энергия  $E_{\beta\gamma}$ , выделяющаяся в результате полного  $\beta$ -распада пары осколков деления, уже содержится в полной энергии деления  $E_{\text{tot}}$ . Поправка  $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$  учитывает незавершенность процессов распада к моменту наблюдения  $t$ :

$$\Delta E_{\beta\gamma}(t) = E_{\beta\gamma}(\infty) - E_{\beta\gamma}(t) = \int_t^{\infty} dx f_{\beta\gamma}(x), \quad (40)$$

где  $E_{\beta\gamma}(t)$  – энергия, выделяющаяся в секунду в момент времени  $t$  после начала процесса деления, протекающего со скоростью 1 дел./с, а  $f_{\beta\gamma}(t)$  – энергия, выделяющаяся в единицу времени спустя время  $t$  после единичного акта деления (ср. аналогичные выражения (30) для  $E_{\text{tot}}$ ).

Энергия  $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$  нераспавшихся осколков деления сначала быстро спадает с увеличением продолжительности облучения топлива, постепенно этот спад замедляется и при временах облучения  $\sim 1.5$  года  $\Delta E_{\beta\gamma}(t)$  практически выходит на «плато» (рис. 50). Это плато образуется осколками, время жизни которых превышает 30 лет. Ниже приведены значения  $\Delta E_{\beta\gamma}$  (МэВ/дел.) при времени облучения топлива, соответствующем середине стандартной кампании реактора ВВЭР:

$$\begin{aligned} {}^{235}\text{U}: 0.35 \pm 0.02, \quad {}^{238}\text{U}: 0.33 \pm 0.03, \\ {}^{239}\text{Pu}: 0.30 \pm 0.02 \quad {}^{241}\text{Pu}: 0.29 \pm 0.03 \end{aligned} \quad (41)$$

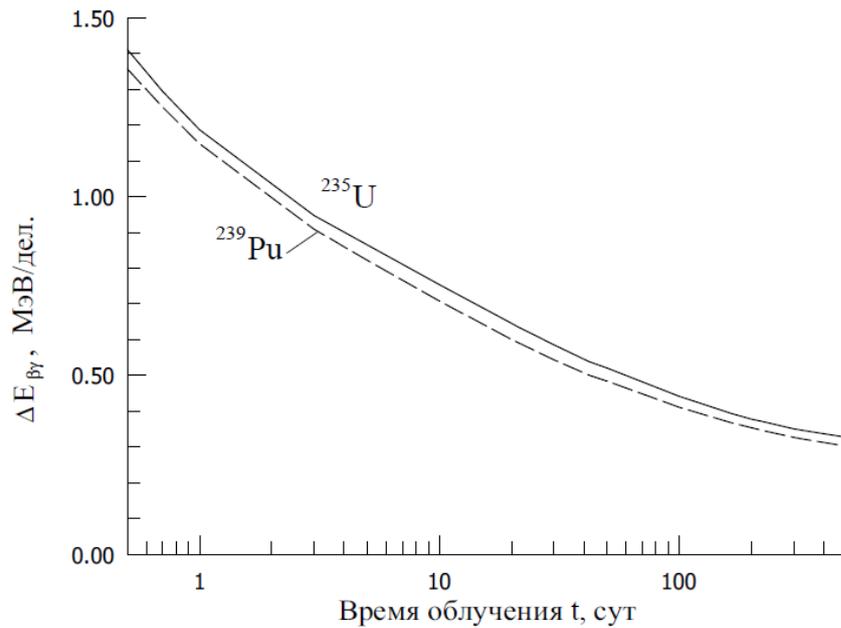


Рис 50. Энергия бета- и гамма-излучения нераспавшихся осколков деления  $\Delta E_{\beta,\gamma}$  в зависимости от времени протекания цепной реакции.

Полезно иметь аналитическое выражение для энергии  $\Delta E_{\beta,\gamma}(t)$ . В широком диапазоне времен  $t$  выражение

$${}^{fit}\Delta E_{\beta,\gamma}(t) = E_0 \cdot \exp(-\lambda_0 t^\alpha) + \varepsilon, \quad 0.5 \text{ сут} < t < 500 \text{ сут} \quad (42)$$

со значениями параметров  $E_0$ ,  $\lambda_0$ ,  $\alpha$  и  $\varepsilon$ , приведенными в табл. 12, в пределах  $\sim 2\%$  совпадает с результатами “точного” расчета.

Таблица 12. Параметры функций  ${}^{fit}\Delta E_{\beta,\gamma}(t)$

Параметр	${}^{235}\text{U}$	${}^{238}\text{U}$	${}^{239}\text{Pu}$	${}^{241}\text{Pu}$
$E_0$ , МэВ	8.80	9.20	8.50	8.20
$\lambda_0$	2.15	2.22	2.18	2.16
$\alpha$	0.108	0.106	0.109	0.105
$\varepsilon$ , МэВ	0.185	0.165	0.155	0.135

Первый член в (42) представляет экспоненциальный распад с уменьшающейся со временем вероятностью распада, а второй соответствует «плато».

3. В заключение приведем значения эффективной энергии деления  $E_{eff}$  (МэВ/дел), соответствующие середине рабочего цикла реактора:

$$\begin{aligned} {}^{235}\text{U}: 193.37 \pm 0.33, \quad {}^{238}\text{U}: 194.60 \pm 0.81, \\ {}^{239}\text{Pu}: 199.80 \pm 0.28, \quad {}^{241}\text{Pu}: 202.04 \pm 0.32. \end{aligned} \quad (43)$$

### 1.3. Энергия от захвата нейтрона $E_{nc}$

В этом разделе мы приводим результаты вычисления энергии  $E_{nc}$  (МэВ/дел), поглощаемой в реакторе при захвате не участвующих в цепной реакции нейтронов, находим полную тепловую энергию  $E_f$  и рассматриваем изменение этой величины в течение рабочего цикла реактора.

1. Из полного числа нейтронов  $n_f$ , испускаемых в акте деления, только один участвует в поддержании цепной реакции. Остальные практически полностью поглощаются в активной зоне, отражателе и в корпусе реактора. В табл. 13 приведены вероятности поглощения этих нейтронов различными материалами и энергии  $E_{nk}$ , выделяющиеся при захвате в данном материале одного нейтрона.

Таблица 13. Баланс поглощения нейтронов, не участвующих в цепной реакции, и тепловой энергии  $E_{nk}$  (МэВ/нейтрон), выделяющиеся при поглощении одного нейтрона в данном материале (середина рабочего цикла)

Материал	Вероятность захвата $\eta_k, \%$	$E_{nk}$ ,	Материал	Вероятность захвата $\eta_k, \%$	$E_{nk}$ ,
$^{235}\text{U}$	11.6	6.54	$^{149}\text{Sm}$	0.8	7.99
$^{238}\text{U}$	38.4	5.72	проч. Осколки	6.8	7.88
$^{239}\text{Pu}$	10.5	6.53	Цирконий	7.0	8.11
$^{240}\text{Pu}$	6.1	5.24	$^{10}\text{B}$	5.6	2.79
$^{241}\text{Pu}$	3.6	6.31	Вода	4.4	2.22
$^{135}\text{Xe}$	3.4	7.49	Прочие	1.8	5.67

Из приведенных данных видно, что более 80% из  $(n_f - 1)$  нейтронов поглощается в топливе и накопившихся осколках деления. Во всех случаях, кроме  $^{10}\text{B}$ , механизм поглощения нейтронов, – это реакция  $(n, \gamma)$ . Величины  $E_{nk}$  включают в себя энергию гамма-квантов радиационного захвата нейтрона и, в тех случаях, когда образуются бета-радиоактивные ядра, энергию бета-частиц и гамма-квантов их последующих превращений.

Средняя энергия, поглощаемая в реакторе при захвате одного нейтрона  $E_{n1} = \sum \eta_k \cdot E_{nk}$ , вычисленная по данным, приведенным в табл. 13, равна :  $E_{n1} = 5.97 \pm 0.15$  МэВ/нейтрон, а ее изменение в период от 1 сут. до конца кампании составляет 0.55 МэВ/нейтрон.

Энергии  $E_{nci} = E_{n1} \cdot (n_{fi} - 1)$  (МэВ/дел.), входящие в полную тепловую энергию деления изотопов урана и плутония, в середине цикла составляют

$$\begin{aligned}
 &^{235}\text{U}: 8.55 \pm 0.22, \quad ^{238}\text{U}: 10.92 \pm 0.28, \\
 &^{239}\text{Pu}: 11.19 \pm 0.28, \quad ^{241}\text{Pu}: 11.56 \pm 0.29.
 \end{aligned}
 \tag{44}$$

2. Приведем теперь значения полных тепловых энергий  $E_{fi}$  делящихся изотопов, полученные суммированием найденных составляющих.

Таблица 14. Тепловые энергии деления  $E_{fi}$ , (МэВ/дел.) в середине рабочего цикла реактора.

Изотоп	$E_{fi}$
$^{235}\text{U}$	$201.92 \pm 0.46$
$^{238}\text{U}$	$205.52 \pm 0.96$
$^{239}\text{Pu}$	$209.99 \pm 0.60$
$^{241}\text{Pu}$	$213.60 \pm 0.65$

Полная тепловая энергия  $E_f = \sum \alpha_i E_{fi}$  и вклады делящихся изотопов в общее число делений в рабочем цикле реактора ВВЭР – 1000 в зависимости от времени работы реактора приведены на рис. 50а, 50б. Для середины цикла  $E_f = 205.3$  МэВ/дел. погрешности значений  $E_f$  мы оцениваем в 0.6 МэВ, или  $\sim 0.3\%$ . Они включают в себя как погрешности слагаемых  $E_{tot}$ ,  $\langle E_v \rangle$ ,  $\Delta E_{\beta\gamma}$ , и  $E_{nc}$ , так и вкладов  $\alpha_i$ , которые, как предполагается, составляют 5% (относительных). Рост величины  $E_f$  на отрезке времени от 0.5 суток после пуска и до конца кампании составляет 3.75 МэВ. Этот рост обусловлен тремя причинами: ростом энергии  $E_{nc}$ , выделяющейся при захвате нейтронов, уменьшением доли  $^{235}\text{U}$  и увеличением вкладов  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  в процессе работы реактора и «эффектом включения», который связан с нарастанием энергии бета- и гамма- излучения и наиболее заметен в первую неделю после пуска (см. рис. 51).

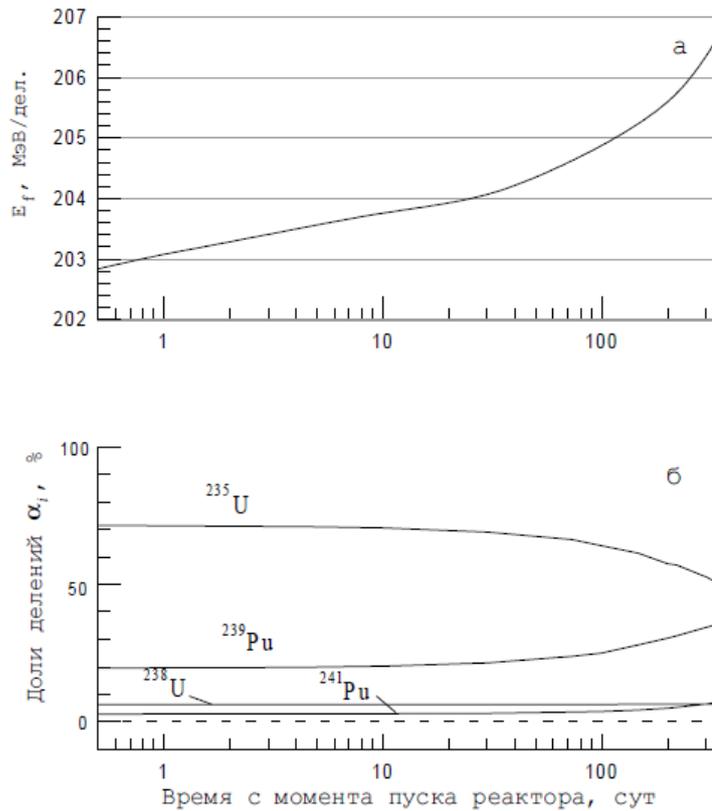


Рис 51. а) Полная тепловая энергия  $E_f$  и б) вклады делящихся изотопов  $\alpha_i$  в полное число делений в стандартном цикле реактора ВВЭР в зависимости от времени работы реактора

#### 1.4. Заключительные замечания по вычислению $E_f$ .

Энергия  $E_f$ , которая связывает число происходящих в реакторе делений и его тепловую мощность, вычислена с погрешностью  $\delta E_f/E_f \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Высокая точность вычисления этой энергии достигается благодаря тому, что ее основную компоненту  $E_{tot}$  удастся найти с относительной погрешностью, составляющей всего  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ . Три другие компоненты,  $\langle E_\nu \rangle$ ,  $\Delta E_{\beta\gamma}$ , и  $E_{nc}$ , вычисляются с худшей точностью, однако они относительно не велики и не превосходят 5% от величины  $E_f$ .

На протяжении рабочего цикла энергия  $E_f$  увеличивается. При постоянной тепловой мощности число делений в реакторе от начала к концу рабочего цикла уменьшается.

Отметим, что все составляющие, входящие в выражение (27) для  $E_f$ , за исключением  $E_{nc}$  суть характеристики деления рассматриваемых ядер, и их вычисление основано на данных ядерной физики и, в частности, физики деления. Специфика же реактора проявляется в следующем:

- используется условие критичности реактора, выражающееся в том, что один из нейтронов деления предыдущего поколения вызывает одно новое деление в следующем поколении;

- используются численные данные о долях делений  $\alpha_i$  и их изменении во времени;

- при подсчете слагаемого  $E_{nc}$  используются данные о балансе поглощения нейтронов в реакторе.

В качестве типичного примера мы привели результаты (см. рис. 51), относящиеся к стандартному рабочему циклу реактора типа ВВЭР – 1000, который аналогичен реакторам PWR, имеющим распространение в Европе, США и Японии. Однако реальный цикл реактора ВВЭР может заметно отличаться от стандартного. Существуют и другие реакторы большой мощности, на которых также ведутся и планируются нейтринные исследования. Эти реакторы отличаются от ВВЭР продолжительностью цикла, обогащением ядерного топлива и некоторыми другими особенностями. Во всех таких случаях развитый метод и полученные результаты могут быть использованы в нейтринных исследованиях для количественного анализа связи между уровнем мощности и скоростью протекания цепной реакции в активной зоне реактора.

## **§2. Спектр антинейтрино ядерного реактора**

В эксперименте на Ровенской АЭС в 1988–1990 годах был измерен спектр позитронов реакции обратного бета-распада на протоне в результате проводившихся там нейтринных экспериментов [72]. Измеренный спектр

имел до 2000-х самую большую статистику в измерениях на ядерных реакторах и самый низкий порог регистрации позитронов. На основании этого спектра был получен экспериментальный спектр антинейтрино ядерного реактора, рекомендуемый как стандартный спектр. Из измеренного спектра антинейтрино были выделены спектры отдельных делящихся изотопов, которые могут быть использованы для анализа нейтринных экспериментов, ведущихся на ядерных реакторах при различных составах топлива активной зоны [92].

В восьмидесятых годах прошлого столетия активно проводились эксперименты в потоках антинейтрино от ядерных реакторов. Эти эксперименты были направлены в первую очередь на поиски нейтринных осцилляций. На близких расстояниях (от нескольких десятков метров до одного км) осцилляции не были обнаружены, что показано на рис. 3 (Глава I, §2, 2.1.), где по оси ординат отложено отношение измеренного нейтринного эффекта к ожидаемому, а по оси абсцисс – расстояние до центра ядерного реактора. В качестве ожидаемого эффекта авторы использовали разные данные, но в основном спектры из [75, 76]. В последнее время предложены новые расчетные спектры изотопов в [28], которые смещают отношения указанных на рис. 1 экспериментов со среднего значения  $0.979 \pm 0.029$  до  $0.937 \pm 0.027$ . Авторы в следующей своей статье [77] объясняют расхождение отношения с единицей наличием осцилляций нейтрино в новое, возможно стерильное, состояние. Однако этот факт еще требует дополнительной проверки, и в данном случае мы будем учитывать более раннее значение.

Большинство экспериментов использовало реакцию ОБР (8) на протоне для регистрации антинейтрино от реактора. Продукты реакции ОБР образуют характерный отклик детектора, который позволяет выделять сигнал из фонов. Одной из особенностей реакции (8) является то, что энергия позитрона равна энергии антинейтрино за вычетом порога реакции (1.8 МэВ) и небольших поправок. Это позволяет измерять энергетический спектр

antineutrino, вызывающих реакцию (8) и определять некоторые параметры ядерного реактора. Чтобы измерять параметры ядерного реактора, требуется эталонный спектр, с которым можно сравнивать измеряемый. Однако не во всех экспериментах по поиску осцилляций измерялся спектр позитронов или измерялся с недостаточной статистикой. В тех же экспериментах, где статистика оказалось достаточной для получения эталонного спектра, оказывался высокий порог регистрации позитронов, что отсекает мягкую часть спектра.

Мягкая часть спектра антинейтрино интересна для поиска осцилляций с участием  $\theta_{13}$  – параметра, который сейчас пытаются измерить в ряде экспериментов [20–22]. Кроме того, в этой же части спектра сосредоточена нестабильность спектра, следующая из накапливающихся в активной зоне реактора долгоживущих изотопов, как, например,  $^{90}\text{Sr}$  и ряд других. Здесь же находится вклад в спектр из бассейна с отработанным топливом, содержащим тот же  $^{90}\text{Sr}$ .

До недавнего времени только один эксперимент удовлетворял требованиям получения антинейтринного спектра ядерного реактора – это спектр, измеренный на Ровенской АЭС, где в конце 80-х проводилась комплексная программа исследований реакторных антинейтрино под руководством проф. Л.А. Микаэляна [10, 72, 93, 94].

В этом эксперименте проводилось измерение спектра позитронов реакции (8) с низкого порога (150 кэВ по кинетической энергии позитронов) и была набрана рекордная статистика 174 000 нейтринных событий. Впервые был экспериментально измерен эффект выгорания топлива [95], который ранее учитывался только расчетным образом. Наблюдалось изменение спектра антинейтрино, вызываемое изменением состава ядерного топлива. В конце 1970-х в работе [96] было показано, что спектры разных делящихся изотопов имеют отличающиеся спектры антинейтрино, что дает возможность использования экспериментального спектра для диагностики ядерного

топлива. Дальнейшие расчетные работы разных авторов подтвердили этот факт (см., например, [97]).

В настоящей работе мы провели новое восстановление среднего за стандартный цикл ядерного реактора спектра антинейтрино и разделили его на спектры отдельных изотопов, используя особенности спектров изотопов, отмеченные в работе [97]. Спектры антинейтрино отдельных изотопов представляют больший интерес, чем средний за кампанию спектр антинейтрино, потому что для предсказания эффекта в конкретном эксперименте часто известен состав топлива, и достаточно просто смешать эти спектры в известной пропорции, а средний за кампанию спектр необходимо подправлять, используя не очень хорошо известные спектры отдельных изотопов. Комбинируя полученные в данной работе спектры с наиболее точными спектрами из работ [75, 76, 28], можно предсказывать искомый эффект с большей точностью.

## 2.1. Методика измерений

Для измерений спектра позитронов реакции (8) использовался специально сконструированный спектрометр РОНС [98], который был расположен в нейтринной камере второго блока Ровенской АЭС на расстоянии 18 м от центра активной зоны. Номинальная тепловая мощность реактора второго блока 1375 МВт. Спектрометр содержал 1 м<sup>3</sup> жидкого сцинтиллятора (ЖС), разбитого на два детектора: внутренний (мишень, 511 л) и внешний (кольцо, 510 л). ЖС находился в корпусе из оргстекла толщиной 2 см. Детекторы были оптически разделены по свету и просматривались с торцов фотоумножителями ФЭУ-125.

Эксперимент длился три кампании реактора, и измерения велись однотипно на протяжении трех лет. Цикл измерений одного года включал в себя: измерение спектра позитронов в течение нескольких месяцев перед остановкой реактора на плановый профилактический ремонт (ППР) и

частичную перегрузку топлива, измерение спектра коррелированного фона во время остановки реактора и снова три-четыре месяца измерения спектра после ППР на полной мощности ядерного реактора.

Скорость счёта нейтринного эффекта менялась из-за изменения состава топлива на величину около 6% за кампанию и в среднем составляла  $1050 \text{ соб./}10^5 \text{ с}$  при полной мощности реактора. Величина коррелированного фона за то же время по трём кампаниям составляла  $215 \pm 5 \text{ соб./}10^5 \text{ с}$ .

Большая продолжительность нейтринных экспериментов предъявляет высокие требования к стабильности характеристик спектрометра, а быстрый спад спектра  $\bar{\nu}_e$  с ростом энергии и сравнительно небольшая его деформация (от 3% до 10% в зависимости от энергии) за кампанию – к точности измерений этих характеристик.

В ходе длительных измерений постоянно проводился цикл контрольных экспериментов для проверки работоспособности экспериментальной установки:

1. Контролировалось энергетическое разрешение сцинтиллятора, дифференциальная и интегральная нелинейности энергетической шкалы при помощи генератора импульсов точной амплитуды (ГИТА), стабильность энергетической шкалы при помощи гамма-источников  $^{60}\text{Co}$  (2.5 МэВ – суммарная энергия двух квантов) и  $^{24}\text{Na}$  (4.12 МэВ – суммарная энергия двух квантов) и измерения мгновенных гамма-лучей деления  $^{252}\text{Cf}$ .

2. Периодически проводился контроль правильности вычитания случайного фона и общей работоспособности регистрирующей системы, для этого ставились вспомогательные эксперименты с использованием гамма-источников и генератора импульсов.

## 2.2. Спектр антинейтрино

В результате трехлетних измерений был получен высокостатистический спектр позитронов реакции (8). Он показан на рис. 52. Этот спектр получен в наблюдаемой энергии, которую мы получили в результате калибровки детектора бета- и гамма-источниками. Кроме того, спектр подвергнут влиянию детектора (энергетическое разрешение, сдвиг по энергии за счет дополнительного поглощения энергии аннигиляционных гамма-квантов). Необходимо очистить спектр от влияния детектора.

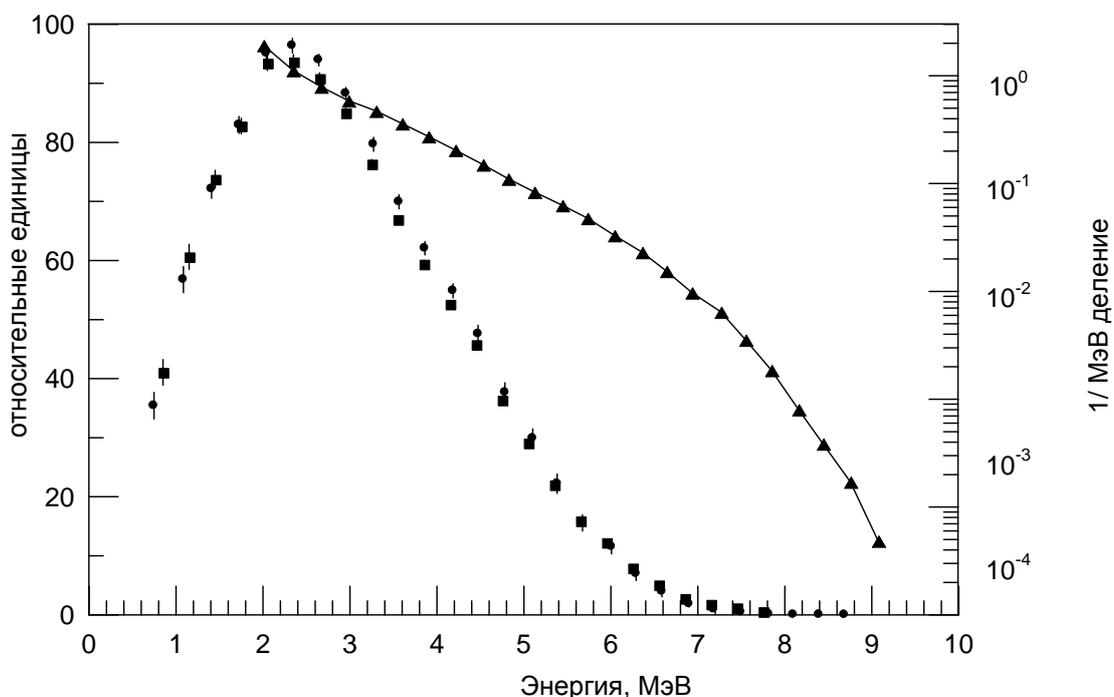


Рис. 52. Спектры позитронов и антинейтрино реакции (1). Точки: ■ – экспериментальный спектр, ● – поправленный на шкалу и функцию отклика детектора, ▲ – экспериментальный спектр антинейтрино (правая шкала).

Необходимо отметить особенности выделения света в сцинтиляторе при прохождении заряженной частицы. Излучаемый свет содержит две компоненты: одна происходит от перехода в свет возбужденных молекул

сцинтиллятора при ионизационных потерях частицы, в нашем случае позитрона, а другая – это черенковский свет, излучаемый релятивистской частицей в среде (позитрон является релятивистским при кинетической энергии больше 0.511 МэВ). В сцинтилляторах малого объема черенковский свет мало влияет на наблюдаемую энергию, а в больших объемах его необходимо учитывать, так его доля возрастает с энергией частицы и он смешивается со светом от ионизационных потерь. При малых же энергиях начинает сказываться эффект Биркса, то есть проявляется нелинейность излучения света за счет потери части энергии за счет снятия возбуждения молекул не излучательным путем, а переходом части ее в тепло. При калибровке детектора мы видим выделяемую энергию, которая перешла в свет, и это так называемая наблюдаемая энергия. Она является комбинацией трех вышеназванных эффектов. В детекторах большого объема при широком диапазоне детектируемых энергий наблюдается нелинейность в зависимости наблюдаемой энергии позитрона от его реальной кинетической энергии.

В коллаборации KamLAND [99] был проведен детальный анализ высвечивания света в детекторах большого объема. Перед ними также стояла задача получения точной энергии позитрона на основе анализа зарегистрированного света. Было показано, что наблюдаемая энергия сначала меньше реальной кинетической энергии позитрона, затем по мере роста позитронной энергии они сравниваются в районе 1 МэВ. Далее с ростом энергии позитрона наблюдаемая энергия продолжает увеличиваться и это превышение доходит примерно до 9% от реальной, затем оно сохраняется неизменным. На рис. 53 показано отношение наблюдаемой энергии позитрона к реальной в зависимости от реальной энергии позитрона. Видно, что это отношение выходит на плато, начиная с энергии примерно 5 МэВ.

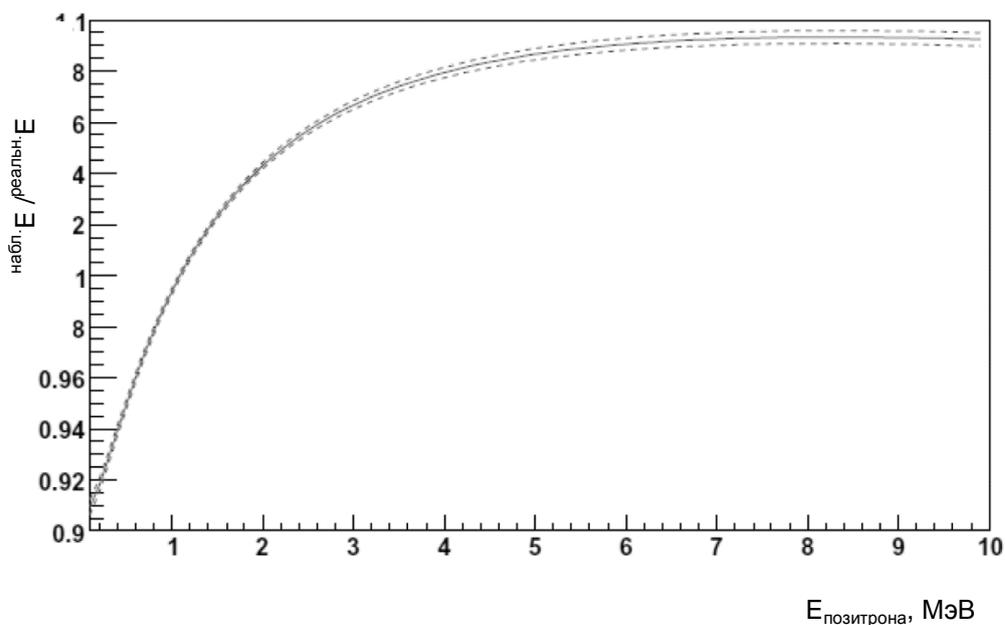


Рис. 53. Отношение наблюдаемой энергии позитрона к реальной. Штриховая линия – коридор ошибок.

Пользуясь этим графиком, можно восстановить реальную энергию из наблюдаемой и убрать влияние энергетического разрешения. На рис. 52 показаны спектры позитронов до и после внесенных поправок. Теперь очищенный таким образом спектр можно путем сдвижки на энергетический порог реакции (8) перевести в энергию антинейтрино и, разделив на сечение реакции ОБР, получить спектр антинейтрино. Для правой шкалы на том же рисунке показан спектр антинейтрино, полученный из измеренного спектра позитронов.

Полученный спектр антинейтрино является средним за кампанию ядерного реактора. Во время кампании происходит выгорание одних изотопов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) и накопление других ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ). В связи с этим меняется и количество делений того или другого изотопа, что приводит к изменению формы антинейтринного спектра. Мы говорим о стандартном спектре антинейтрино от ядерного реактора, усредненного по времени кампании реактора. Полученный спектр соответствует некоторому среднему составу топлива, приведенному в табл. 15.

Таблица 15. Состав активной зоны по долям делений изотопов для спектра Ровно

Изотоп	Доля делений
$^{235}\text{U}$	0.5895
$^{239}\text{Pu}$	0.2893
$^{238}\text{U}$	0.0748
$^{241}\text{Pu}$	0.0464

### 2.3. Спектры делящихся изотопов

В работах В.И. Копейкина [97] было показано, что отношения спектров антинейтрино отдельных изотопов устойчиво к методике расчета. Также можно показать, что оно остается таким же и для спектров, полученных конверсионной методикой [75]. На рис. 54 показано отношение спектров  $^{235}\text{U}$  к  $^{239}\text{Pu}$  для работ [75, 76, 97, 28]. Можно ожидать, что и отношение спектра одного из делящихся изотопов к их смеси тоже окажется стабильным. На рис. 55 приведено отношение спектров отдельных изотопов к смеси, соответствующей составу топлива из табл. 15. Видно, что эти отношения очень стабильны и практически не зависят от методики получения спектров.

На базе отношений спектров можно предложить обратную процедуру получения спектров отдельных изотопов из измеренного спектра смеси изотопов. Если имеется экспериментальный спектр как смесь спектров изотопов, то мы можем получить из него спектр отдельного изотопа, применив к нему функцию отношения  $k(E) = {}^iS(E) / \sum \alpha_i {}^iS(E)$ .

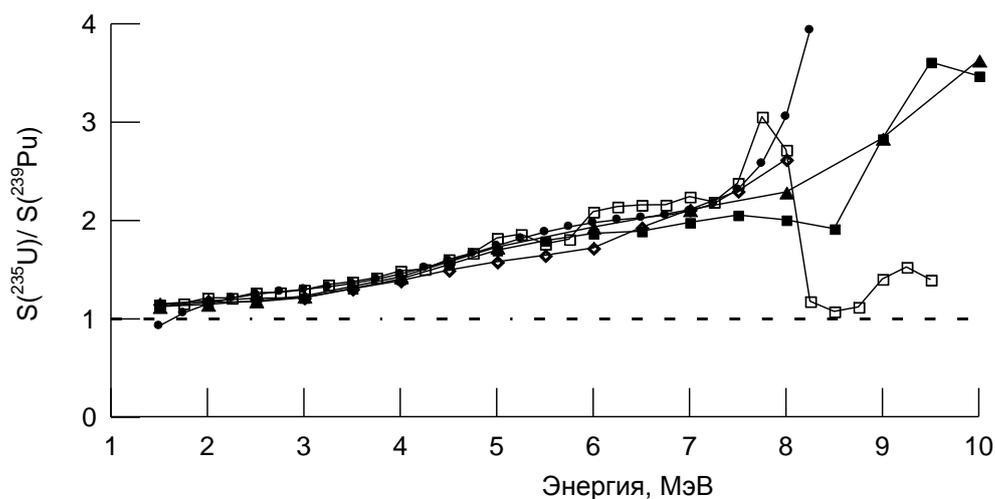


Рис. 54. Отношения спектров  $^{235}\text{U}$  к  $^{239}\text{Pu}$ . Сплошные линии – полученные по спектрам из работ ряда авторов. Точки на линиях:  $\blacktriangle$  – [97],  $\blacksquare$  – [100],  $\square$  – [75],  $\bullet$  – [28],  $\diamond$  – [76]. Штриховая линия отмечает единицу.

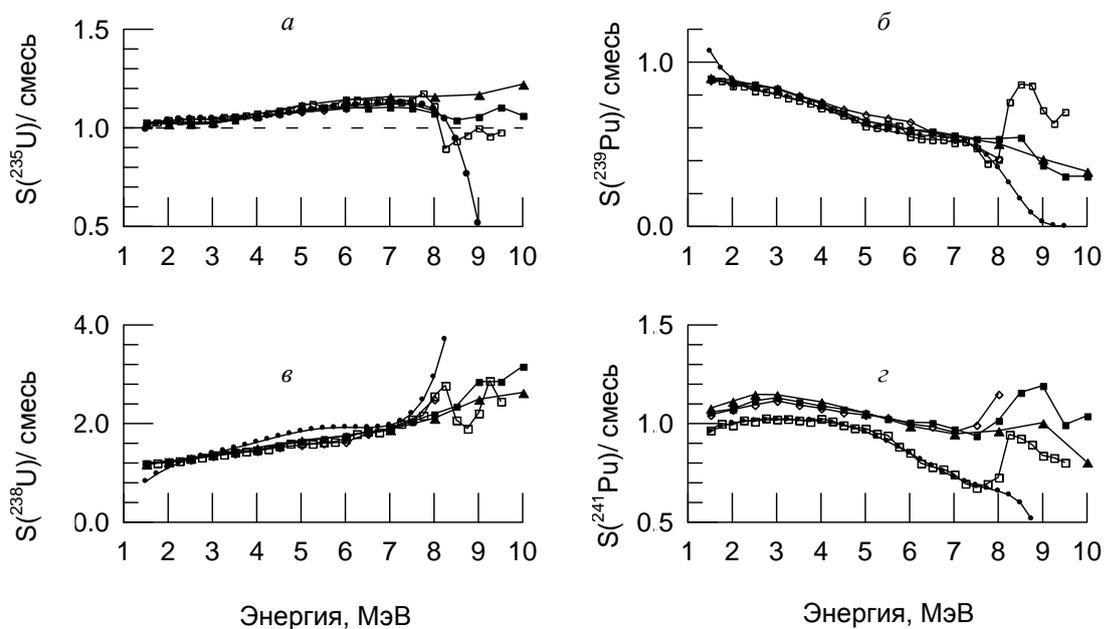


Рис. 55. Отношение спектров отдельных изотопов к смеси из табл. 1. *а* –  $^{235}\text{U}$ , *б* –  $^{239}\text{Pu}$ , *в* –  $^{238}\text{U}$ , *г* –  $^{241}\text{Pu}$ . Обозначения кривых те же, что и на рис. 54.

Выделенные таким образом спектры отдельных изотопов из ровенского экспериментального спектра приведены в табл. 16. На рис.56 показано, как эти спектры согласуются со спектрами [75] и [28], считающимися на сегодняшний день самыми точными. Здесь приведено отношение спектра Ровно к известным спектрам антинейтрино. Рассчитанные с новыми спектрами сечения регистрации антинейтрино оказываются немного больше, чем сечения от спектров [75]. Приведем полученные сечения, в скобках указано значение по спектрам [75, 76]:  $^{235}\text{U} - 6.45 \times 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел. (6.40)}$ ,  $^{239}\text{Pu} - 4.36 \times 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел. (4.19)}$ ,  $^{238}\text{U} - 9.14 \times 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел. (8.91)}$ ,  $^{241}\text{Pu} - 6.28 \times 10^{-43} \text{ см}^2/\text{дел. (5.77)}$ . Расчет сделан для времени жизни нейтрона  $885.7 \pm 0.8 \text{ с}$ .

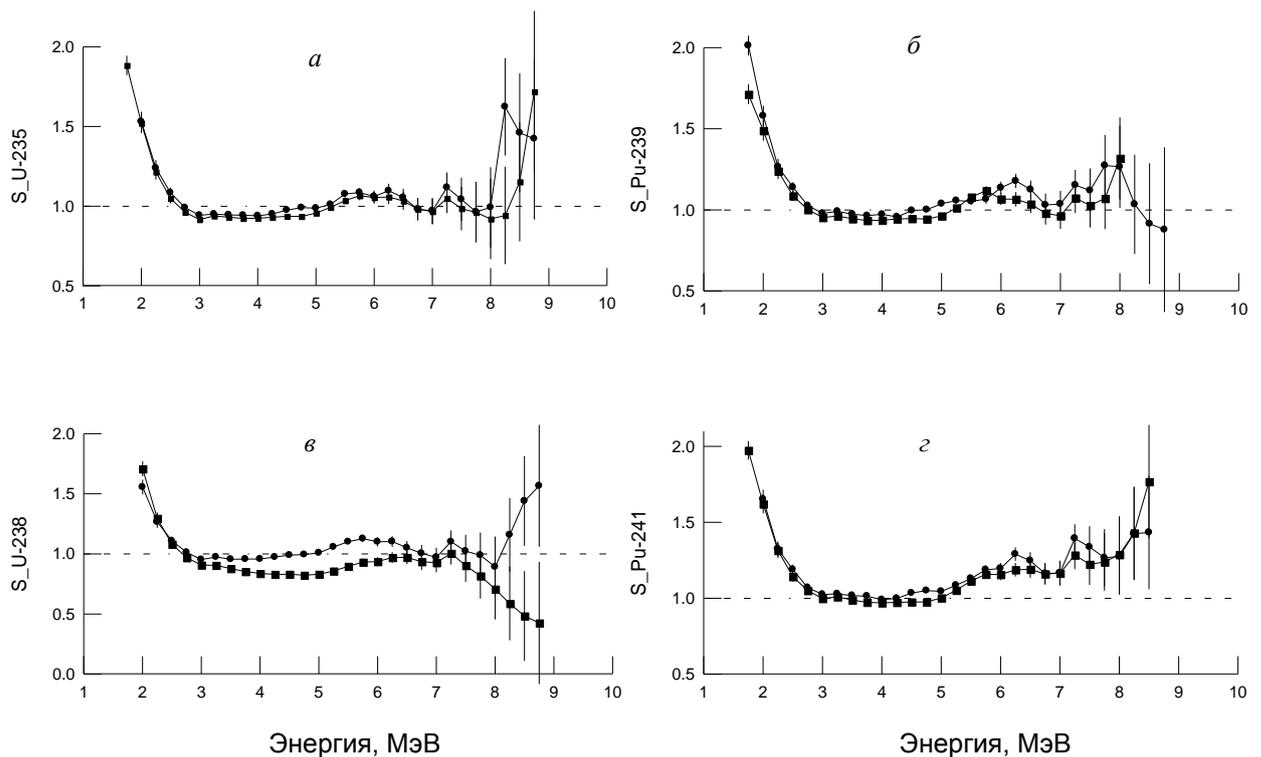


Рис. 56. Сравнение спектров из [75] (●) и [28] (■) со спектрами, полученными в настоящей работе. *а* –  $^{235}\text{U}$ , *б* –  $^{239}\text{Pu}$ , *в* –  $^{238}\text{U}$ , *г* –  $^{241}\text{Pu}$ . Показано отношение ровенского спектра к сравниваемым спектрам.

Таблица 16. Спектры антинейтрино делящихся изотопов из спектра Ровно

E, МэВ	<sup>235</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>238</sup> U	<sup>241</sup> Pu	δ, % (68% C.L.)
1.75	2.957	2.537	3.444	2.991	6.8
2.00	1.990	1.691	2.381	2.050	6.4
2.25	1.339	1.127	1.646	1.405	5.0
2.50	9.762E-01	8.097E-01	1.231	1.035	3.2
2.75	7.542E-01	6.151E-01	9.748E-01	8.030E-01	2.1
3.00	6.007E-01	4.807E-01	7.955E-01	6.390E-01	1.7
3.25	5.097E-01	3.937E-01	6.812E-01	5.350E-01	1.4
3.50	4.134E-01	3.089E-01	5.602E-01	4.274E-01	1.3
3.75	3.320E-01	2.395E-01	4.557E-01	3.386E-01	1.2
4.00	2.660E-01	1.849E-01	3.699E-01	2.676E-01	1.2
4.25	2.121E-01	1.417E-01	2.999E-01	2.099E-01	1.2
4.50	1.678E-01	1.066E-01	2.426E-01	1.625E-01	1.4
4.75	1.308E-01	7.916E-02	1.920E-01	1.240E-01	1.5
5.00	1.037E-01	5.986E-02	1.533E-01	9.623E-02	1.7
5.25	8.303E-02	4.665E-02	1.238E-01	7.562E-02	1.8
5.50	6.648E-02	3.686E-02	1.001E-01	5.933E-02	2.2
5.75	5.235E-02	2.838E-02	7.956E-02	4.538E-02	2.8
6.00	3.926E-02	2.013E-02	6.044E-02	3.302E-02	3.8
6.25	2.961E-02	1.486E-02	4.677E-02	2.440E-02	4.7
6.50	2.140E-02	1.058E-02	3.448E-02	1.735E-02	5.9
6.75	1.473E-02	7.157E-03	2.413E-02	1.175E-02	7.3
7.00	1.019E-02	4.853E-03	1.709E-02	7.970E-03	8.2
7.25	7.467E-03	3.517E-03	1.300E-02	5.731E-03	9.4
7.50	4.473E-03	2.016E-03	8.053E-03	3.398E-03	14
7.75	2.596E-03	1.121E-03	4.905E-03	2.014E-03	20
8.00	1.350E-03	6.328E-04	2.792E-03	1.136E-03	26
8.25	6.706E-04	3.624E-04	1.482E-03	6.216E-04	32
8.50	3.462E-04	2.014E-04	7.572E-04	3.367E-04	40
8.75	1.837E-04	1.011E-04	3.994E-04	1.771E-04	80
9.00	6.951E-05	3.282E-05	1.635E-04	6.503E-05	140
9.25	2.930E-05	1.267E-05	7.213E-05	2.599E-05	230

## Выводы к Главе V

Точные абсолютные измерения в потоке реакторных антинейтрино требуют хорошего знания параметров источника антинейтрино (ядерного реактора) и свойств самого детектора. Свойства детектора (эффективность регистрации, число ядер мишени, энергетическая шкала и пр.) могут быть получены с точностью менее 1% путем калибровок детектора радиоактивными источниками и источниками света (светодиоды, лазеры). Свойства же источника антинейтрино (реактора) известны частично тоже с хорошей точностью: расстояние до центра активной зоны и мощность. А часть – энергия на акт деления и спектр антинейтрино – имели точность ~1% (энергия деления) и хуже ~3% (спектры).

В настоящей работе мы улучшили точность в энергии деления до 0.5%. Был предложен метод разделения экспериментального спектра антинейтрино на составляющие его компоненты – спектры антинейтрино делящихся изотопов. Их точность определяется экспериментальной точностью и погрешностью метода разделения. Полученная в данной работе ошибка в спектрах делящихся изотопов приближается к погрешностям наиболее точных спектров, полученных методом конвертирования экспериментальных бета-спектров продуктов деления.

## ГЛАВА VI.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДНЫХ НЕЙТРИННЫХ ПОТОКОВ

Известно, что потоки нейтрино природного происхождения несут информацию как об их источниках, недоступных прямому наблюдению, так и о свойствах самого нейтрино [30].

Мы рассматриваем программу исследований природных потоков антинейтрино и нейтрино низких энергий ( $<100\text{--}150$  МэВ) с помощью большого сцинтилляционного спектрометра, который предлагается создать в Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) ИЯИ РАН на глубине 4800 м в.э. В начале своих исследований мы предполагали, что масса мишени спектрометра будет составлять примерно 5 кт, но сейчас становится ясно, что надо увеличить ее как минимум до 20 кт. В предлагаемых расчетах использована масса 5 кт. В ряде работ была обоснована возможность использования такого детектора для рассматриваемых нами целей [101–103].

Основные направления и цели предполагаемых исследований, относящихся к нейтринной геофизике и астрофизике:

1. Изучение потока антинейтрино, излучаемого дочерними продуктами распада урана и тория (геонейтрино), содержащимися внутри Земли, и определение таким образом радиогенной составляющей теплового потока Земли.

2. Проверка гипотезы о протекании в центре Земли цепной реакции деления путем поиска антинейтринного потока “геореактора”.

3. Изучение динамики взрыва сверхновых путем регистрации интенсивности и спектра нейтринной вспышки.

4. Поиски изотропного потока антинейтрино, накопившихся во Вселенной за миллиарды лет при гравитационных коллапсах ядер массивных звезд и образовании нейтронных звезд и “черных дыр”.

5. Регистрация совокупного потока антинейтрино от всех имеющихся на Земле промышленных ядерных реакторов. Подтверждение параметров осцилляций электронных антинейтрино.

6. Исследование спектра солнечных нейтрино.

Исследование природных потоков нейтрино давно привлекает к себе пристальное внимание. Реальное их измерение ограничивалось тем, что собственный фон детектора обычно значительно превышал исследуемые потоки. После начала работы сцинтилляционного детектора KamLand в Японии [104] и затем BOREXINO в Италии [105] стало ясно, что произошел качественный скачок в экспериментальной физике нейтрино низких энергий. Собственный фон детектора удалось уменьшить в сотни, а то и тысячи раз. При низком фоне можно одновременно мерить несколько потоков, разделяя их энергетическими и временными окнами. Таким образом, детектор большого объема, заполненный жидким сцинтиллятором, является многоцелевым прибором. Кроме внутреннего фона детектора, обусловленного естественной радиоактивностью, существует фон, обусловленный космическими лучами. Поэтому детекторы, предназначенные для измерения малых нейтринных потоков, располагают глубоко под землей.

В настоящее время в мировом сообществе активно обсуждается проблема регистрации геонейтрино. Это связано с тем, что нет других методов исследования внутренних частей Земли кроме нейтринных потоков. Акустические методы дают информацию только о распределении плотности внутри Земли [106], а регистрация нейтрино может дать информацию о распределении радиоактивных элементов во внутренних слоях и подтвердить или уточнить различные гипотезы о формировании планет и поведении

элементов при больших давлениях и температурах. Также оценка потока геонейтрино может уточнить вклад в общее тепловыделение Земли радиогенных источников. Полный тепловой поток Земли оценивается сегодня в  $44 \pm 1$  ТВт. А расчетное значение потока, образованного радиоактивными изотопами, при использовании современной модели залегания изотопов в земных слоях дает около половины этого значения.

Тесно связана с геонейтрино и гипотеза о существовании в центре или на стыке ядра и мантии природного ядерного реактора [107]. Эта гипотеза дает возможность объяснить недостающее количество тепла, источник магнитного поля Земли и периодическую смену магнитных полюсов Земли. Было показано, что детектор KamLand не сможет измерить поток антинейтрино, относимый к геореактору. Предлагаемый детектор позволит за несколько лет измерений подтвердить или опровергнуть эту гипотезу.

Проектирование и создание подобного детектора в Баксанской нейтринной обсерватории будет являться неотъемлемым звеном всемирной проектируемой в настоящее время мировой сети подобных детекторов.

Другой фундаментальной задачей является регистрация нейтрино от вспышки сверхновой и фона от предыдущих коллапсов за всю историю существования Вселенной. Регистрация этого фона позволит оценить частоту вспышек сверхновых и определить количество скрытой для прямого наблюдения материи. В 1987 году на Земле была зарегистрирована вспышка сверхновой, которая получила название SN1987A. Вспышка произошла в Большом Магеллановом облаке и расстояние до нее составляло  $\sim 50$  кпс. Нейтринное излучение было зарегистрировано четырьмя работавшими в тот момент установками: Kamiokande, IMB, LSD и БНПТ (Баксанский нейтринный подземный телескоп). Суммарная статистика этого события составляет всего 24 импульса, зарегистрированных в течение короткого времени во всех установках. Подробный анализ этого события был дан в ряде работ, см., например, [108, 109].

Сейчас в мире работает несколько установок, входящих в мировую сеть слежения за вспышками сверхновых. Каждая из них имеет свои достоинства и недостатки.

Предлагаемый детектор дает гораздо бóльшие возможности в регистрации потоков от сверхновых. По нашим оценкам, в таком детекторе при аналогичной SN1987A вспышке было бы зарегистрировано около 100 событий. А при расстояниях до 10 кпс можно проводить и спектральный анализ, который дает возможность определить иерархию нейтринных масс и уточнить параметры осцилляций [103]. Так, при расстоянии 10 кпс до вспышки детектор с массой 5 кт сможет зарегистрировать около 1500 антинейтринных событий. Кроме того, предлагаемый детектор сможет регистрировать и другие нейтринные реакции (взаимодействие нейтрино с ядрами углерода и рассеяние нейтрино на электронах и углероде), что существенно увеличивает надежность результатов.

Детектор сможет регистрировать и нейтрино от Солнца, если будет достигнута высокая радиационная чистота сцинтиллятора (не хуже, чем у детектора BOREXINO [105]  $\sim 10^{-18}$  г/г). Для регистрации будет использоваться реакция рассеяния нейтрино на электронах. При массе мишени в 20 раз больше, чем у детектора BOREXINO может быть достигнута большая точность при регистрации нейтрино от  ${}^7\text{Be}$  и цикла CNO.

## **§1. Геонейтрино, геореактор и реакторные антинейтрино.**

Для объяснения тепла, исходящего из недр Земли, существуют различные гипотезы. Одно из объяснений – наличие радиоактивных элементов во внутренних областях Земли, которые выделяют энергию в виде альфа- и бета-излучения. Во время бета-распада происходит излучение нейтрино, которое выходит за пределы Земли и может быть обнаружено на поверхности. Это нейтринное излучение обычно называют геонейтрино.

К геонейтрину относят антинейтринное излучение, производимое радиоактивными изотопами с большими периодами полураспада, находящимися в недрах Земли. Основное излучение идет от  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{40}\text{K}$ . Есть еще ряд изотопов, как, например,  $^{87}\text{Rb}$  или  $^{235}\text{U}$ , но их количество и вклад в производство тепла Земли очень малы.

На основании сейсмических данных можно сказать, что Земля состоит из сферических слоев. Внешний слой – это кора, которая состоит из тектонических плит и тонкой коры на океаническом дне. Толщина коры оценивается от 5-6 км на океаническом дне и до 30-60 км в тектонических плитах. Часто кору представляют в виде сферического слоя толщиной 30-50 км. Далее выделяют верхнюю мантию, простирающуюся до глубины 660-670 км от поверхности. От нее отделена тонким слоем нижняя мантия, которая идет до 2900 км. Затем расположено ядро, которое состоит из жидкого внешнего (2900-5150 км) и твердого внутреннего (глубже 5150 км).

Согласно современным представлениям все радиоактивные изотопы сосредоточены в коре и мантии в соотношении примерно 50:50. Ядро не содержит радиоактивных элементов, по мнению большинства геохимиков.

В детекторе, расположенном вблизи поверхности Земли, будут в большем количестве регистрироваться нейтринно из коры, чем из мантии. Счет детектора будет различен в разных местах поверхности Земли в зависимости от толщины коры в месте его расположения. Так, расчетами было показано [110–112], что скорость счета детектора на Гавайях будет около 13 TNU (1 TNU = 1 соб./ $10^{32}$  протонов в год), а детектора в Баксане – 55 TNU.

В Японии и Италии в настоящее время уже ведутся измерения геонейтринно. Коллаборация KamLAND (Kamioka) [17] начала измерения в 2002 г., а в 2005 г. впервые сообщила о наблюдении геонейтринно [113]. Они привели результат  $28^{+16}_{-15}$ , что соответствует  $57^{+33}_{-31}$  TNU [110] и находится в согласии с предсказаниями модели BSE. Основные ограничения в точности эксперимента связываются здесь с большим неустраняемым фоном от

окружающих реакторов, см. табл. 17. Для детектора BOREXINO (Gran Sasso) фон  $\bar{\nu}_e$  сравним с эффектом, однако сам эффект (5–7 событий в год) мал [114, 115]. Вместе с тем, для решения вопросов теплового баланса Земли, изучения вкладов  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  в радиогенное тепло, содержания урана и тория в коре и мантии и др. требуется значимая статистика и спектральный анализ событий. Поэтому дальнейшее продвижение в исследовании геонейтрино связывают с новыми детекторами размера и класса KamLAND, но расположенными вдали от ядерных реакторов [110]. К таким детекторам относится предлагаемый нами спектрометр, для которого скорость счета событий геонейтрино в БНО предположительно составит около 220 в год. Наблюдаемый в детекторе спектр позитронов от реакции обратного бета-распада (8)  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  на протонах мишени показан на рис. 57.

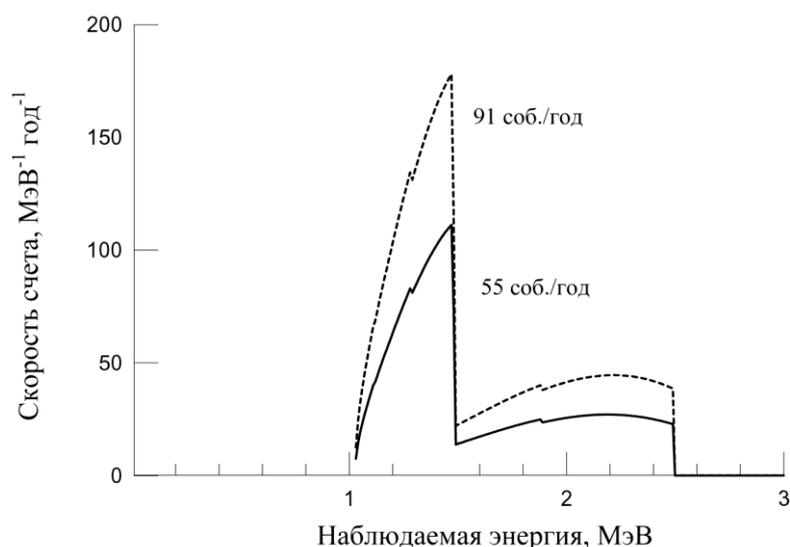


Рис. 57. Спектры позитронов, наблюдаемые в детекторе от геонейтрино. Штриховая линия – спектр без осцилляций, сплошная – с учетом осцилляций. Спектры рассчитаны для потока антинейтрино из [110] для мишени  $10^{32}$  протонов.

Таблица 17. Ожидаемые скорости счета  $N_{geo}$  реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  в разных точках Земли в суммарном потоке  $\bar{\nu}_e$  от распадов U и Th (с учетом осцилляций) в единицах TNU (1 TNU = 1 событие в год в мишени, содержащей  $10^{32}$  протонов). Отношение  $R$  скорости счета фона реакторных антинейтрино  $N_{reactor}$  к скорости счета событий геонейтрино  $N_{geo}$  в диапазоне энергий геонейтрино. Приведена глубина расположения детектора.

Местоположение	Глубина м в.э.	Скорость счета $N_{geo}$ , TNU			$R = \frac{N_{reactor}}{N_{geo}}$
		[110]	[111]	[112]	
Гавайи (США)	~ 4000	13.4	13.4	12.5	0.1 [110]
Камиока (Япония)	2700	36.5	31.6	34.8	6.7 [110]
Gran Sasso (Италия)	3700	43.1	40.5	40.5	0.9 [114, 115]
Sudbury (Канада)	6000	50.4	47.9	49.6	1.1 [110]
Рухасальми (Финляндия)	4000	52.4	49.9	52.4	0.5 [110]
Ваксан (Россия)	4800	55.0	50.7	51.9	0.2 [101, 116]

Существование радиоактивных элементов в толще Земли не дает объяснения полному тепловому потоку Земли. Также эта модель не объясняет источник энергии магнитного поля Земли и периодическую смену магнитных полюсов. J. M. Herndon [107] предложил для объяснения магнитного поля наличие природного ядерного реактора в центре Земли. Чтобы описать недостающую часть тепла и необходимую интенсивность магнитного поля, этот реактор (геореактор) должен обладать мощностью ~3-10 ТВт. Эта гипотеза объясняет периодическую смену магнитных полюсов и периодическое ослабление и усиление магнитного поля. Реактор периодически отравляется своими продуктами распада и останавливается, затем снова запускается – после того, как продукты распада будут удалены из “активной зоны” различными конвективными потоками.

Гипотеза геореактора может быть непосредственно проверена с помощью спектрометра в Баксанской нейтринной обсерватории. Скорость счета от геореактора ожидается 80–260 событий в год при эффективности регистрации 100% и с учетом осцилляций, см. рис. 58. Форма спектра не искажается осцилляциями из-за удаленности реактора (~6000 км), но уменьшает его интенсивность на коэффициент 0.59.

Таким образом, примерно за год измерений гипотеза геореактора мощностью 3 ТВт и более может быть подтверждена или опровергнута.

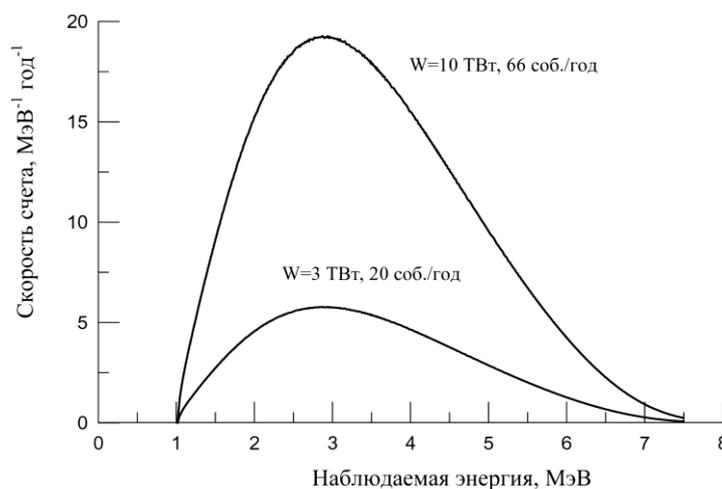


Рис. 58. Спектры позитронов, наблюдаемые в детекторе от геореактора. Спектры показаны с учетом осцилляций, рассчитаны для мишени  $10^{32}$  протонов.

В настоящее время уже получены первые ограничения на мощность геореактора детекторами KamLAND и BOREXINO [104, 105].  $W_{\text{geo}} < 3$  ТВт с 90% C.L.

Естественным фоном для детектора антинейтрино будет фон от промышленных ядерных реакторов, расположенных по всему земному шару. Этот фон может быть рассчитан с погрешностью ~3% [101].

На рис. 59 показан характерный спектр позитронов реакции обратного бета-распада от потока ядерных реакторов с учетом осцилляций. На спектре присутствуют пики, которые определяются расположением реакторов вокруг детектора. Спектр от каждого реактора искажается по-разному, в зависимости от расстояния до реакторов (см. рис. 60), поэтому можно извлечь параметры осцилляций из анализа наблюдаемого спектра.

Скорость счета от окружающих спектрометр ядерных реакторов составит около 160 событий в год для массы мишени 5 кт.

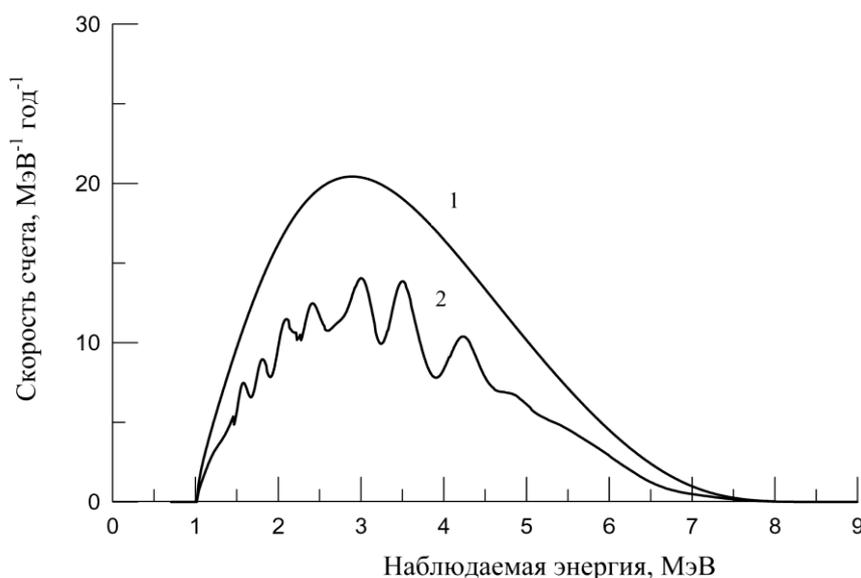


Рис. 59. Спектры позитронов, наблюдаемые в детекторе от промышленных реакторов: 1 – спектр без учета осцилляций (~70 соб./год), 2 – спектр с учетом осцилляций (~40 соб./год). Для мишени  $10^{32}$  протонов.

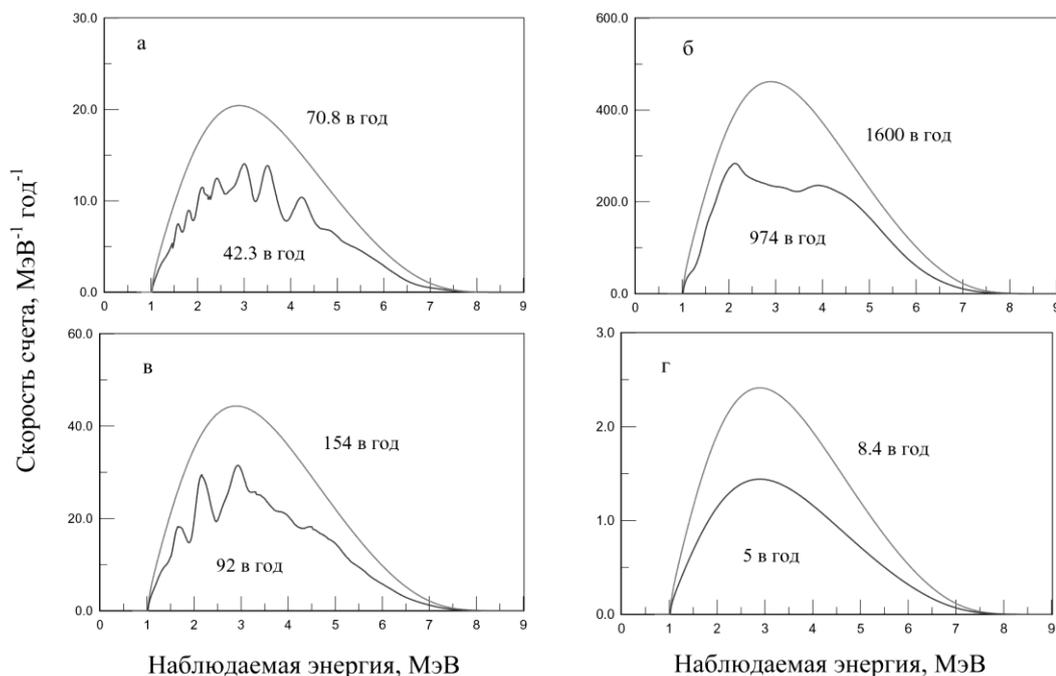


Рис. 60. Спектры позитронов реакции обратного бета-распада в детекторе от антинейтрино промышленных реакторов с учетом осцилляций в местах возможного расположения детектора ( $10^{32}$  протонов): а – Баксан, б – KamLAND, в – Pyhasalmi, г – Hawaii.

## §2. Нейтрино от сверхновых

Одновременно с гравитационным коллапсом железного ядра массивной звезды ( $M \geq 8M_{\odot}$ ) начинается вспышка “тепловых” нейтрино и длится около 20 с. В раскаленном ядре рождаются все шесть типов активных нейтрино:  $\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}$ , и  $\bar{\nu}_{\tau}$ . Эти нейтрино уносят подавляющую часть гравитационной энергии  $\sim 3 \times 10^{53}$  эрг, выделившейся при коллапсе. Только через десятки минут или несколько часов взрыв достигает поверхности, и на небе вспыхивает Сверхновая, наблюдаемая невооруженным глазом и методами оптической, рентгеновской, радио- и гамма-астрономии. По окончании взрыва бóльшая часть вещества звезды рассеивается в пространстве, а на месте ядра остается нейтронная звезда (или “черная дыра”).

К началу нейтринной вспышки из-за высокой плотности внутренняя часть ядра становится непрозрачной для нейтрино. Перед вылетом нейтрино многократно рассеиваются, поглощаются и испускаются вновь. Поверхность, с которой нейтрино могут покидать ядро, называют нейтриносферой. Из-за различия в сечениях взаимодействия радиусы нейтриносфер для разных типов нейтрино отличаются друг от друга. Глубже всех располагается нейтриносфера  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \text{ и } \bar{\nu}_\tau$ . (радиус  $\sim 30$  км), далее следует нейтриносфера  $\bar{\nu}_e$  ( $\sim 50$  км), за ней – нейтриносфера  $\nu_e$  ( $\sim 70$  км). Этим объясняется предсказываемое различие в средних энергиях нейтрино, покидающих ядро ( $\sim 10$  и  $\sim 12.5$  МэВ для электронных нейтрино и антинейтрино и  $\sim 25$  для мюонных и таонных). Чем больше радиус, тем меньше средняя энергия. Однако, как показывают расчеты, все типы нейтрино делят уносимую ими энергию коллапса примерно поровну.

Непосредственно перед “тепловым” излучается короткий импульс ( $\sim 10^{-2}$  с) электронных нейтрино  $\nu_e$ , возникающих при нейтронизации ядра, достигшего предела устойчивости (предел Chandrasekara). Эти  $\nu_e$ , имеющие энергии 15–20 МэВ, уносят 5–10% выделившейся при коллапсе энергии.

Изучение нейтринной вспышки в лаборатории – это мощный инструмент исследования энергетики и динамики коллапсирующей звезды, а также свойств самих нейтрино.

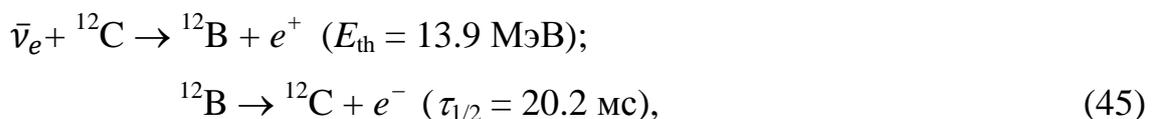
На существование нейтринной вспышки, сопровождающей коллапс, впервые было указано в 1965 г. [117]. В последующие годы велись интенсивные расчеты динамики взрыва Сверхновых и испускания нейтрино [118–121]. Имеется ряд подробных обзоров (см. работы [122, 123] и приведенную в них литературу). Способ регистрации нейтринной вспышки был также предложен в 1965 г. [124]: в достаточно массивном низкофоновом детекторе нейтрино должна наблюдаться статистически значимая серия сигналов. Однако вспышка Сверхновых – весьма редкое событие (в нашей Галактике ожидается одна вспышка за  $\sim 30$  лет). Поэтому авторы [124]

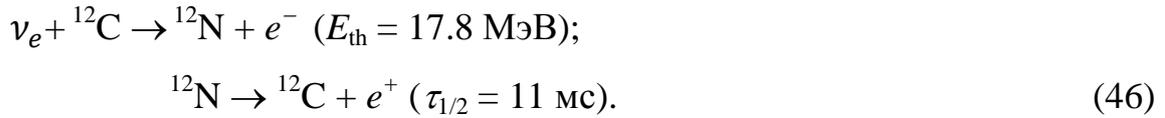
предложили синхронизовать работу различных детекторов для увеличения надежности и информативности. В настоящее время функционирует международная система SNEWS [125, 126] (SuperNova Early Warning System), объединяющая все детекторы, способные зарегистрировать нейтрино от Сверхновой. Одно из назначений этой системы – послать предупреждение астрономам об ожидаемой вспышке Сверхновой.

Нейтрино, рождаемые в результате коллапса, играют важную роль в нуклеосинтезе [127–129]. Наблюдаемую распространенность ряда легких элементов ( $^9\text{Be}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{19}\text{F}$  и др.), а также распространенность так называемых обойденных элементов тяжелее железа удастся объяснить с помощью нейтринных реакций в радиусе 1000 км от центра ядра звезды.

Можно отметить, что регистрация вспышки нейтрино от Сверхновой – это осцилляционный эксперимент с базой  $\sim 30$  тыс. световых лет и что рожденные в звезде нейтрино проходят области, в которых плотность в  $\sim 10^9$  раз превосходит плотность вещества в центре Солнца. Флейворный состав нейтрино, падающих на детектор, зависит от величины параметра смешивания  $\sin^2 \theta_{13}$  и от типа иерархии масс (прямая или обращенная) [130, 131]. Превращения  $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau \rightarrow \bar{\nu}_e$  открывают возможность изучения интенсивностей и энергий  $\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ , прямое выделение сигнала, которых современными методами практически невозможно.

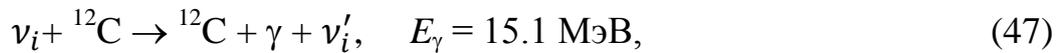
Нейтрино и антинейтрино от Сверхновой в детекторе будут производить несколько эффектов. Наибольшее число событий за вспышку ( $\approx 1200$  см. табл. 18) ожидается от реакции (8). Вместе с тем, использование в качестве мишени ядер углерода  $^{12}\text{C}$  позволит разделить  $\nu_e$  от  $\bar{\nu}_e$  по характерным продуктам реакций и распаду дочерних изотопов  $^{12}\text{B}$  и  $^{12}\text{N}$ :





Из-за высоких порогов реакций (45, 46) число событий при отсутствии осцилляций крайне мало.

Нейтрино всех видов  $\nu_i$  могут не упруго рассеиваться на  ${}^{12}\text{C}$



в результате чего возникает монохроматическая линия одиночных квантов, регистрируемых детектором. Из-за низких энергий  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  их суммарный вклад в полный эффект реакции (47) не превысит 5%, и доминирующую роль здесь будут играть жесткие  $\nu_x$  ( $= \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$ ) нейтрино. Сечения реакций (45–47) взяты из работы [132].

Все виды нейтрино участвуют в реакции упругого  $\nu_i e^-$  - рассеяния



регистрация электронов отдачи которой дает принципиальную возможность определения направления на Сверхновую.

Наблюдаемый в детекторе спектр позитронов будет зависеть от характера нейтринных осцилляций. Возможные варианты спектров показаны на рис. 61.

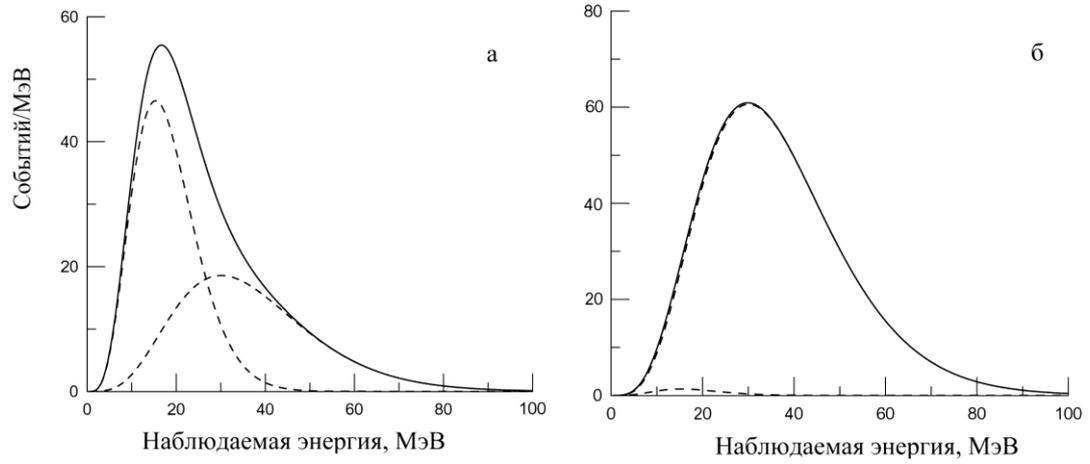


Рис. 61. Спектры позитронов реакции обратного бета-распада в детекторе от антинейтрино от сверхновой с учетом осцилляций: а – нормальная иерархия масс. Штриховой линией показаны образующие спектры электронных антинейтрино и мюонных и тау (более жесткие), б – обратная иерархия масс при условии  $\sin^2 \theta_{13} > 10^{-3}$ .

Таблица 18. Ожидаемое число нейтринных событий в сцинтилляционном детекторе с массой мишени 5 кт ( $4 \times 10^{32}$  протонов,  $16 \times 10^{32}$  электронов,  $2 \times 10^{32}$  ядер  $^{12}\text{C}$ ) от вспышки “тепловых” нейтрино при коллапсе ядра Сверхновой (расстояние до Сверхновой 10 килопарсек, уносимая при коллапсе энергия нейтрино составляет  $\sim 3 \times 10^{53}$  эрг, прямая иерархия масс)

Реакция	Без осцилляций	LMA MSW ( $\sin^2 \theta_{13} > 10^{-3}$ )	LMA MSW ( $\sin^2 \theta_{13} < 10^{-5}$ )**
$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$	1157	1479	1479
$\bar{\nu}_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + e^+$	14.4	35.5	35.5
$\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N} + e^-$	5.8	132	93.5
$\Sigma ^{12}\text{C}(\nu_i, \bar{\nu}_i) ^{12}\text{C} + \gamma^*$	236	236	236
$\Sigma (\nu_i, e^-) \rightarrow (\nu'_i, e^-)$	70.6	62.2	61.4

$$^* \nu_i = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$$

\*\* Сейчас уже известно, что значение  $\sin^2 \theta_{13} = 0.09$ , то есть верна третья колонка.

### §3. Диффузный фон реликтовых нейтрино

Хотя все виды  $\nu_i$  и  $\bar{\nu}_i$  флейворов присутствуют в потоке реликтовых нейтрино, которые были сгенерированы при коллапсах ядер массивных звезд, основная надежда на регистрацию SRN (Supernovae Relic Neutrinos) связана с электронными антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ . Ожидаемый полный поток  $\bar{\nu}_e$  SRN очень мал и по разным оценкам составляет около  $12\text{--}16 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  [133]. Вместе с тем, большой интерес к регистрации SRN связан с получением нового и непрерывного, в отличие от вспышек Сверхновых, источника информации о механизме коллапса массивных звезд и свойствах нейтрино (массы,

смешивание и магнитный момент), а также частоте коллапсов и скорости формирования звезд во Вселенной [133–137]. Вероятность обнаружения SRN усиливается тем фактом, что наилучшее ограничение  $\sim 1.4\text{--}1.9 \bar{\nu}_e \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  для  $E_{\bar{\nu}_e} > 19.3 \text{ МэВ}$  (90% C.L.), полученное с помощью детектора Super-Kamiokande [138], всего лишь в несколько раз превышает оценки потока  $\bar{\nu}_e$  SRN для этой области энергий. Ожидаемая скорость счета  $\bar{\nu}_e$  SRN для проекта LENA [139] (объем мишени  $2.9 \times 10^{33}$  атомов водорода [136]) при размещении его в Центре подземной физики в Рухасальму (Финляндия) по наиболее часто встречающимся в печати оценкам составит  $\sim 4\text{--}6$  событий год в диапазоне энергий  $E_{\bar{\nu}_e} = 9.7\text{--}25 \text{ МэВ}$ , см. [136, 137, 139]. Диапазон измерений ограничен фоном реакторных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  в мягкой области спектра SRN и атмосферных  $\bar{\nu}_e$  в её жесткой части.

На рис. 61 показаны ожидаемые спектры событий реакции (8) в детекторе для всех  $\bar{\nu}_e$ , в том числе и SRN (кривая 5). Для сравнения условий регистрации  $\bar{\nu}_e$  SRN на Баксане и в Рухасальму распределение скорости счета  $\bar{\nu}_e$  SRN в детекторе представлено при тех же предположениях (прямая иерархия масс нейтрино, спектр  $\bar{\nu}_e$  SRN из работы [133] с параметром нормализации  $f_{\text{SN}} = 1$  для LL модели Сверхновой), что и для детектора LENA, см. [136]. Скорость счета реакторных антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  для детектора рассчитана по данным прямых измерений спектра  $\bar{\nu}_e$  на реакторе [72]. Потоки реакторных (см. табл. 17) и атмосферных  $\bar{\nu}_e$  (см. [136]) на Баксане почти вдвое меньше, чем в Рухасальму. Это приводит к расширению энергетического диапазона измерений реликтовых  $\bar{\nu}_e$  на Баксане, см. рис. 62. В диапазоне  $E_{\bar{\nu}_e} = 8.0\text{--}30 \text{ МэВ}$  ожидаемая скорость счета  $\bar{\nu}_e$  SRN в детекторе составит около 1 события за год измерений.

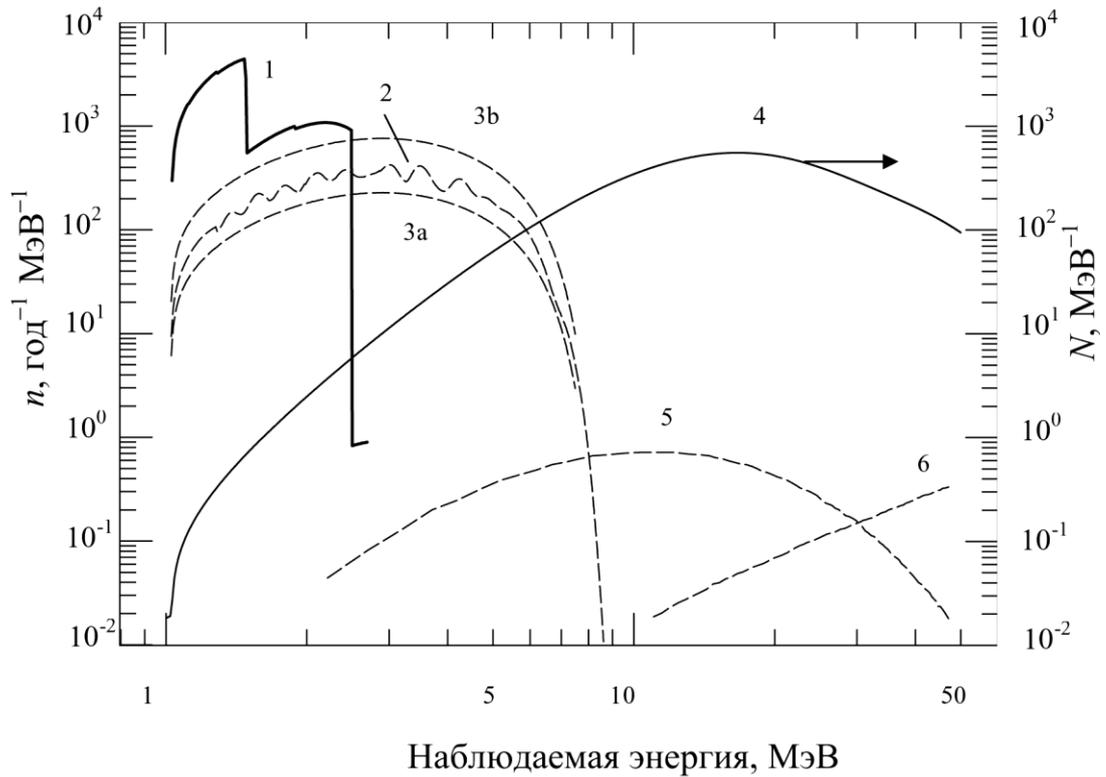


Рис. 62. Спектры позитронов реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$  в детекторе на Баксане (мишень – органический сцинтиллятор 5 кт, осцилляции учтены): 1 – от геонейтрино, 2 – от  $\bar{\nu}_e$  окружающих детектор реакторов, 3а, 3b – от  $\bar{\nu}_e$  гипотетического геореактора, 4 – от  $\bar{\nu}_e$  при вспышке Сверхновой, см. текст (правая шкала), 5 – от реликтовых  $\bar{\nu}_e$  от Сверхновых, 6 – от атмосферных  $\bar{\nu}_e$ .

#### §4. Солнечные нейтрино

Достаточно мощным источником нейтрино является Солнце. На Солнце протекают термоядерные реакции синтеза, которые служат источником солнечной энергии. Источником нейтрино служат следующие реакции синтеза (см. табл. 1 в Главе I).

Последняя реакция имеет очень низкую интенсивность (на три порядка меньше борных нейтрино) и может не рассматриваться при начальном анализе. На рис. 63 показаны спектры нейтрино Солнца по расчетам Бакала и Серенелли [39].

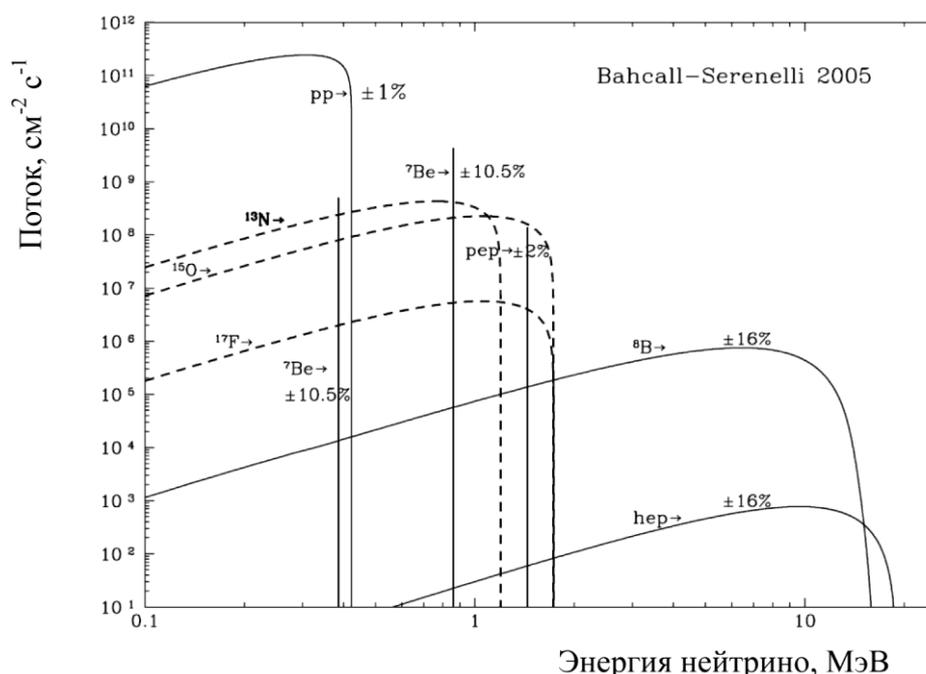


Рис. 63. Спектры нейтрино от Солнца [140]. Штриховой линией показаны спектры цикла CNO.

Нейтрино от Солнца регистрируются уже более полувека. Первый эксперимент <sup>37</sup>Cl-<sup>37</sup>Ar [141] имел порог регистрации 0.81 МэВ и регистрировал в основном только борные и *pep* нейтрино. Эксперимент Ga-Ge [142] имеет порог 233 кэВ и захватывает уже <sup>7</sup>Be и *pp* нейтрино. Начавший работу совсем недавно эксперимент BOREXINO [105], имеющий порог ~200 кэВ, представил первые результаты измерений потока нейтрино от <sup>7</sup>Be и <sup>8</sup>B источников. Дальнейшие планы эксперимента связаны с регистрацией нейтринных потоков от *pep* и CNO реакций, а также, возможно, и от *pp* источника [143]. Эксперимент SNO (Канада) [56] с тяжелой водой

имел пороги 1.4 МэВ для заряженного канала и 2.2 МэВ для нейтрального канала реакций нейтрино с дейтроном.

В предлагаемом детекторе будут наблюдаться электроны отдачи от реакции рассеяния нейтрино на электронах. На рис. 64 приведен спектр электронов отдачи, который может наблюдаться в детекторе от всех источников нейтрино на Солнце.

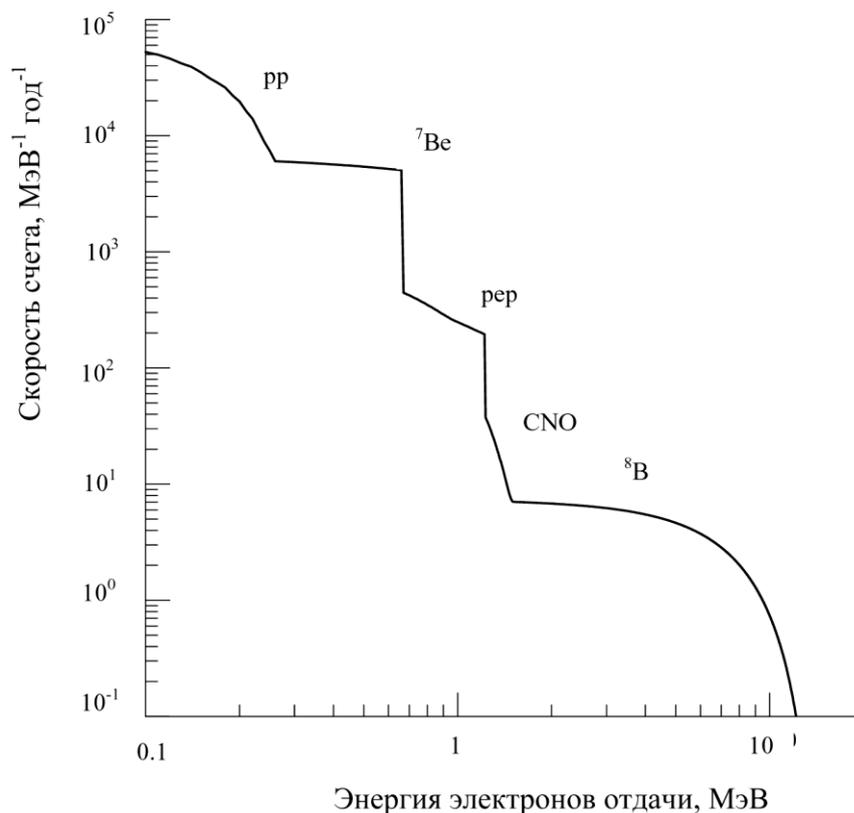


Рис. 64. Спектр электронов отдачи от реакции рассеяния солнечных нейтрино на электронах мишени ( $16 \times 10^{32}$  электронов при массе 5 кт). Осцилляции не учитывались.

## §5. Конструкция детектора на Баксане

Баксанский детектор антинейтрино предположительно будет состоять из трех концентрических сферических зон. Центральная зона диаметром около 22.5 м заполнена жидким органическим сцинтиллятором и служит мишенью для антинейтрино. Вторая концентрическая зона имеет толщину 2 м и заполнена несцинтиллирующей органической жидкостью для подавления фона от фотоумножителей. Зона отделена от мишени прочной прозрачной пленкой (типа нейлон) или корпусом из оргстекла. Фотоэлектронные умножители (ФЭУ) для просмотра мишени устанавливаются на поверхности второй зоны. Внешняя зона детектора – зона антисовпадений. Она отделена от второй зоны непрозрачной металлической конструкцией, заполнена водой (или минеральным маслом) и просматривается ФЭУ, регистрирующими черенковское излучение космических мюонов и ливней. Внешние размеры детектора должны будут составлять около 33 м.

В качестве возможных вариантов мишени жидкого органического сцинтиллятора рассматриваются композиции, приготовленные на основе чистого ЛАБа (линейный алкил-бензол. Аналогичный растворитель предполагает использовать коллаборация SNO+ [144]) или его смеси с другими жидкими растворителями, типа РС, РХЕ и др. Сцинтиллятор должен иметь высокую сцинтилляционную эффективность и быть прозрачным, чтобы обеспечить хорошее энергетическое разрешение. Выбор активатора (РРО, ВРО и др.) и его концентрация будет также связана с достижением наилучшего временного и, как следствие, пространственного разрешения. При создании такого крупномасштабного сцинтилляционного детектора важное значение приобретают вопросы, связанные со стоимостью и техникой безопасности применяемого сцинтиллятора. В этом отношении сцинтиллятор на основе ЛАБа имеет определённые преимущества. ЛАБ производится в

больших количествах и имеет низкую стоимость. Кроме того, его температура вспышки составляет  $\sim 130^{\circ}\text{C}$ .

В детекторе будут регистрироваться коррелированные во времени и пространстве световые сигналы от позитрона и от  $\gamma$ -кванта захвата нейтрона реакции (8) водородом сцинтиллятора или специально добавленным в сцинтиллятор поглотителем нейтронов типа Gd. Среднее время жизни нейтрона до захвата составляет  $\sim 200$  мкс при отсутствии Gd или 30-50 мкс при добавлении  $\sim 1-0.5$  г/л Gd. Мы принимаем, что полезный объем мишени содержит  $4 \times 10^{32}$  атомов водорода,  $2 \times 10^{32}$  атомов  $^{12}\text{C}$  и  $16 \times 10^{32}$  электронов.

По своей структуре детектор должен быть близок к установке KamLAND [46], отличаясь от нее большей массой мишени и более глубоким расположением под землей. Схема детектора показана на рис. 65.

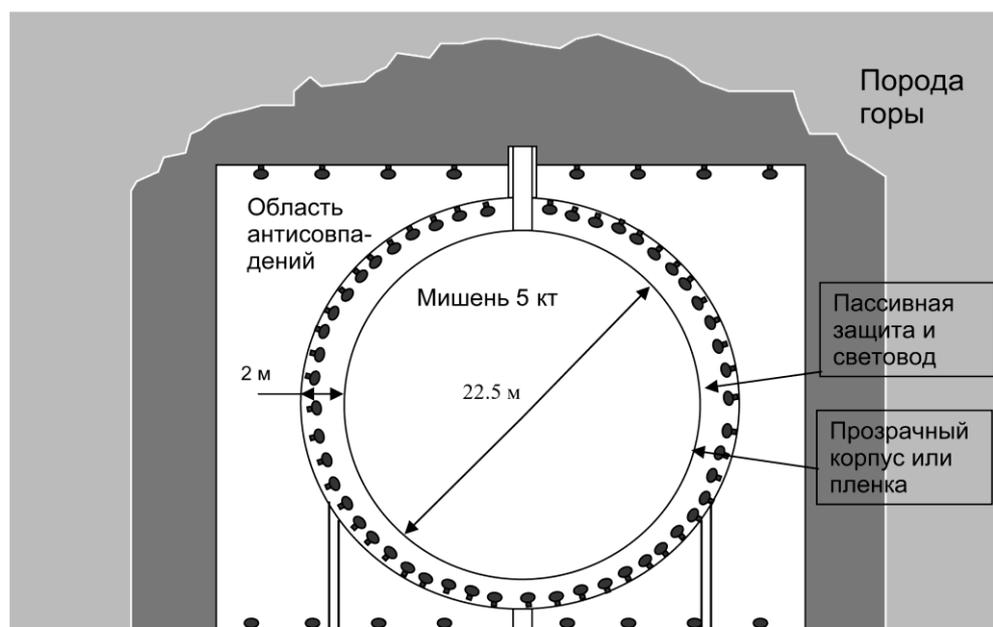


Рис. 65. Схема конструкции детектора нейтрино, предлагаемого для установки в Баксанской нейтринной обсерватории.

Современная стратегия развития нейтринной гео- и астрофизики состоит в создании сети подземных обсерваторий с крупными многоцелевыми экспериментальными установками. В настоящей работе рассмотрена программа изучения природных потоков нейтрино и свойств нейтрино в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН с помощью спектрометра с массой мишени жидкого органического сцинтиллятора более 10 кт. Мы предполагаем, что наилучшим вариантом может являться масса мишени 20-25 кт.

При регистрации нейтрино от Солнца значительным источником фона в установке является фон от радиоактивного изотопа углерода  $^{14}\text{C}$ , который присутствует в количестве примерно  $10^{-18}$  г/г в сцинтилляторе и не позволяет снизить порог регистрации менее 180-200 кэВ и соответственно хорошо измерить спектр  $pp$  нейтрино.

Происхождение этого изотопа в нефти, из которой производится растворитель для сцинтиллятора, до конца непонятно. Известно, как он производится в атмосфере Земли из-за взаимодействия космических лучей с ядрами азота, который составляет основную часть атмосферы. Но в подземных нефтяных залежах  $^{14}\text{C}$  должен был бы распасться за миллионы лет хранения ( $T_{1/2} = 5730$  лет). Существует гипотеза [145], объясняющая появление  $^{14}\text{C}$  в нефти. Мы собираемся проверить ее. В случае подтверждения гипотезы появится возможность производить сцинтиллятор с существенно меньшим содержанием  $^{14}\text{C}$  и, соответственно, возможность понизить порог регистрации в больших детекторах для точного измерения спектра нейтрино  $pp$  цикла.

Хорошая ожидаемая статистическая обеспеченность опытов в сочетании с низким фоном позволит сделать следующий шаг в развитии физики нейтрино низких энергий при использовании детектора большого объема.

## Выводы к Главе VI

После создания больших сцинтилляционных детекторов, наполненных сверхчистым сцинтиллятором (BOREXINO и KamLAND) стало понятно, что такие детекторы могут иметь очень малый собственный фон, что позволяет исследовать слабые нейтринные потоки. Детектор большого объема с массой мишени более 10 кт может быть использован для этих целей. В настоящее время создаются проекты постройки таких больших детекторов в разных точках планеты. Одним из таких мест может быть Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН (БНО), расположенная в нашей стране.

Были проведены расчеты регистрации нейтринных потоков различного происхождения таким детектором. Необходимо отметить, что БНО имеет низкий фон от промышленных ядерных реакторов, что увеличивает точность измерения эффектов от других потоков, в частности геонейтрино.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации рассматривается фундаментальное свойство нейтрино – эффект осцилляций, заключающийся в том, что нейтрино одного типа, полученное в результате какого-либо процесса, может при распространении от места рождения превращаться в другие типы. Это явление первоначально было замечено при наблюдении потока нейтрино от Солнца. Впоследствии к этим данным добавились сведения о нарушении соотношения в количестве нейтрино электронного и мюонного типов в потоках атмосферных нейтрино.

По ходу накопления данных были поставлены специальные эксперименты на реакторах и ускорителях, которые подтвердили аномалии в потоках нейтрино при их распространении от источника. Была предложена феноменологическая теория, описывающая поведение нейтрино на различных расстояниях от источника. Параллельно был открыт третий тип нейтрино – таонный, именно в него превращаются мюонные нейтрино высоких энергий, проходя сквозь Землю. Для объяснения экспериментов с солнечными нейтрино была предложена теория резонансного усиления осцилляций в веществе.

Согласно современной теории существуют три типа активных нейтрино, рождающихся в слабых взаимодействиях, которые являются смесью в определенной пропорции трех массовых состояний. Смешивание нейтрино описывается матрицей смешивания Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты. Эта матрица заполнялась по мере накопления экспериментальных данных. До последнего времени оставался неизвестным член этой матрицы, ответственный за переходы между электронными и таонными нейтрино.

В недавних экспериментах с реакторными антинейтрино он был обнаружен сразу тремя экспериментами. Его ненулевое значение является ответственным за несимметрию материи и антиматерии в нашем мире.

Измерение величины угла смешивания  $\theta_{13}$  потребовало значительных усилий со стороны физиков. Эксперименты оказались довольно дороги и были созданы международные коллаборации для проведения этих экспериментов.

Однако открытие последнего члена матрицы смешивания нейтрино не закончило эру исследования осцилляционных свойств нейтрино. Сегодня актуальной является задача решения вопроса о существовании стерильных типов нейтрино. Многочисленные косвенные указания на исчезновение части нейтрино на близких расстояниях от источников требуют постановки специальных экспериментов. На сегодня существует множество проектов экспериментов с нейтрино по поиску стерильных состояний. Это эксперименты и в реакторных потоках, и с искусственными источниками нейтрино.

По мере совершенствования техники экспериментов с нейтрино набирается метрологическая база для анализа результатов экспериментов. Актуальной стала задача мониторинга работы ядерного реактора на расстоянии. Эта задача может быть решена при создании эталонов измерений. Наименее известными величинами в экспериментах с антинейтрино от ядерного реактора были энергия на акт деления, которая определяет суммарный поток нейтрино от реактора, и спектры антинейтрино делящихся изотопов, которые дают информацию о составе топлива реактора. На сегодня энергия на акт деления стала известна с точностью долей процента. Спектры делящихся изотопов пока не достигли и однопроцентной точности. Но в ближайшем будущем точность в знании спектров может существенно продвинуться: разработана методика извлечения спектров изотопов из измеряемой экспериментально смеси спектров. Ожидается статистика в миллионы событий (эксперимент Daya Bay), которая поможет улучшить точность до одного процента. Тогда будет решена задача создания детектора для измерения состава активной зоны ядерного реактора.

Прогресс в метрологии и технике эксперимента позволяет измерять довольно слабые потоки нейтрино природного происхождения. К таким потокам относятся нейтрино, производимые изотопами естественных радиоактивных цепочек, существующих в природе  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , которые находятся во всех материалах земной коры. Третий элемент  $^{40}\text{K}$  пока не может быть зарегистрирован по своему нейтринному излучению из-за малости энергии его антинейтрино. Так как не существует возможности напрямую изучать состав внутренних слоев Земли, то использование нейтрино от этих цепочек может помочь в проверке различных гипотез, описывающих происхождение Земли и других планет, расположение радиоактивных изотопов в недрах Земли.

Другой источник нейтрино и антинейтрино природного происхождения – поток от сверхновых. Большой детектор (масса мишени более 10 кт) с жидким сцинтиллятором может уверенно регистрировать вспышки сверхновых на расстояниях до центра Галактики включительно. Возможно изучение спектров нейтрино и антинейтрино, возникающих при коллапсах ядер массивных звезд. Кроме того, вся Вселенная наполнена нейтрино от предыдущих коллапсов, которые образуют диффузный поток, приходящий на Землю со всех сторон. Измерение этого потока даст информацию о частоте коллапсов во Вселенной, которая важна для понимания эволюции звезд.

Кроме того, такой детектор сможет измерять фон от всех реакторов, расположенных на поверхности Земли. В зависимости от месторасположения детектора, а их предполагается располагать в местах, далеких от промышленных ядерных реакторов (Баксан, Финляндия, Гавайи), в детекторе будет регистрироваться характерный спектр, определяемый параметрами нейтринных осцилляций. Причем этот спектр будет уникальным для того места, где расположен детектор. По форме и количеству пиков на спектре можно определять параметры осцилляций.

Наконец, детектор большого объема с малым собственным фоном сможет «он-лайн» мониторировать нейтринный поток от Солнца с большой статистикой. Большая статистика может привести к обнаружению каких-либо неизвестных эффектов в нейтринных потоках от Солнца. Также восстановление потоков от различных компонентов нейтринного излучения Солнца может помочь в развитии теории Солнца и Звезд.

Результаты работы можно кратко сформулировать в следующем виде:

1. Предложен метод использования двух идентичных детекторов для проведения экспериментов в едином потоке реакторных антинейтрино. Желательно использовать один ядерный реактор. При двух реакторах необходимо их размещать в местах, обеспечивающих одинаковый вклад в суммарный поток антинейтрино в детекторах. Этот метод позволяет избавиться от систематической ошибки, связанной с реакторными спектрами и параметрами детектора.

2. Экспериментально измерен последний угол смешивания нейтрино из матрицы Маки-Накагавы-Сакаты-Понтекорво  $\theta_{13}$ . Этот угол определяет вероятность перехода электронных нейтрино и антинейтрино в таонные на небольшом расстоянии от реактора (1-2 км). Измеренный в Коллаборации Double Chooz угол смешивания составил  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.109 \pm 0.030$  (стат.)  $\pm 0.025$  (сист.) при значении разницы квадратов масс атмосферных нейтрино  $\Delta m_{32}^2 = 2.32 \pm 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>.

3. Предложен метод анализа разнородных экспериментов для поиска осцилляций на основе отношений спектров, не зависящий от функции отклика детектора.

4. Был проведен анализ реакторных экспериментов, выполненных в нескольких коллаборациях, с использованием метода отношений спектров. Анализ выявил параметры осцилляций, не совпадающие с уже известными. Это может указывать на возможное существование четвертого типа нейтрино

(возможно стерильного). Массовый параметр осцилляций в это состояние  $\Delta m_{14}^2 = 0.9 \text{ эВ}^2$  при амплитуде  $\sin^2 2\theta_{14} = 0.04-0.05$ .

5. Предложен метод разделения экспериментального спектра антинейтрино, измеренного в ровенском эксперименте при стандартном составе топлива активной зоны ядерного реактора на составляющие его компоненты от четырех основных делящихся изотопов ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ). Метод основан на отношениях индивидуальных спектров антинейтрино.

6. На основании предложенного метода выделения индивидуальных спектров впервые экспериментально получен спектр  $^{238}\text{U}$ , который ранее учитывался только расчетным путем.

7. Получено научное обоснование, показывающее возможность создания большого сцинтилляционного детектора для регистрации природных нейтринных потоков. Были проведены расчеты эффекта в детекторе от различных природных потоков и показано, что необходимая статистика от геонейтрино может быть набрана детектором с мишенью 5-10 кт за 10 лет измерений. При этом вспышка сверхновой в центре нашей Галактики будет уверенно зарегистрирована со статистикой в несколько тысяч событий.

В заключение автор выражает благодарность своему учителю и коллеге, недавно ушедшему из жизни Л.А. Микаэяну. Он всегда будет вспоминать его с теплотой и благодарностью за все, чему он смог научиться за время совместной работы, плодотворных дискуссий и просто дружеских бесед.

Автор благодарит своих коллег, принимавших участие в совместных с автором экспериментах в Ровно А.В. Этенко, И.Н. Мачулина, В.И. Копейкина, М.Д. Скорохатова, К.В. Озерова, С.А. Богатова, А.В. Чернова, С.В. Егорова, А.В. Мелузова, А.Г. Евстратенко, А.А. Лабзова, С.Ю. Серякова, А.Г. Вершицкого, А.А. Кувшинникова, С.В. Николаева, А.Н.

Херувимова, Л.А. Левину, С.Л. Гаврилова, А.А. Борового, А.В. Перфилова, а также С.В. Толоконникова и Ю.Л. Добрынина.

С теплыми чувствами автор вспоминает ушедших из жизни коллег, работавших с ним в Курчатовском институте К.Д. Школьника, А.И. Афонина, Ю.В. Климова, А.Е. Макеенкова, С.А. Фаянса и С.Н. Кетова.

Также автор благодарит А.Я. Балыша за плодотворные беседы и дружеские советы, других коллег по Курчатовскому институту, с кем довелось работать и общаться: В.П. Мартемьянова, В.Н. Выродова, В.Г. Тарасенкова, А. Сабельникова, С. Халтурцева.

Хочется высказать благодарность сотрудникам Ровенской АЭС, помогавшим нам в экспериментах.

Автор благодарит коллег, участвующих с ним в работе коллаборации Double Chooz: С.В. Сухотина, Эрве де Керрета, Мишеля Оболенского, Дидье Крина, Анатаэля Кабрерра, Александру Тонаццо и др. сотрудников парижской лаборатории АРС, коллег из ядерного центра Сакле Мишеля Крибье, Тьерри Лассера и Гийома Менсиона. С особой благодарностью автор вспоминает рано ушедшего из жизни Дарио Мотта, помогавшему в адаптации и работе в Сакле.

Автор выражает свою признательность и благодарность другим коллегам – соратникам по коллаборации, с кем приходилось участвовать в заполнении детектора сцинтиллятором и делить обязанности при проведении дежурств на атомной станции Шо.

Автор признателен коллегам по ИЯИ РАН, принимавших деятельное участие в обсуждении различных вопросов, касающихся диссертации: Л. Б. Безрукова, Г.В. Домогацкого, И. Р. Барабанова, Е.А. Яновича, Г.Я. Новикову, Б.К. Лубсандоржиева, а также сотрудников Баксанской обсерватории: В.Н. Гаврина, В.В. Кузьмина и др. сотрудников, с кем приходилось общаться и обсуждать многие вопросы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Паули Неопубликованное письмо Физическому обществу Тюбингена. Воспроизведено в работе L.M. Brown, *Physics Today*, 9, 23, 1930.
2. F. Reines, C.L. Cowan Detection of the free neutrino, *Phys. Rev. Lett.*, v. 92, p. 830-831, 1953.
3. R. Davis, Jr. An Attempt to Detect the Anti-Neutrinos from a Nuclear Reactor by the  $C^{137}(n, e^-)Ar^{37}$  Reaction., *Phys. Rev.* 97, 766, 1955.
4. Particle Data Group, *Phys. Lett. B* 667, 1 (2008).
5. Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Raymond Davis, Jr. et al., Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector, *The Astrophysical Journal*, 496, 505-526, 1998.
6. F. Reines, H. Curr, and H. Sobel, *Phys Rev. Lett.*, 37, 315, 1976.
7. J.F. Cavaignac, A. Hoummada, D.H. Koang *et al.* Indication for neutrino oscillation from a high statistics experiment at Bugey reactor, *Phys. Lett. B*, v. 148, p. 387, 1984.
8. H. Kwon, F. Boehm, A.A. Hahn *et al.* Search for neutrino oscillations at a fission reactor, *Phys. Rev. D*, v. 24, p. 1097-1111, 1981.
9. G. Zacek, F. v. Feilitzsch, R.L. Mössbauer *et al.* Neutrino-oscillation experiments at the Gösigen nuclear power reactor, *Phys. Rev D* 34, No. 9, p. 2621-2636, 1986.
10. А.И. Афонин, С.Н. Кетов, В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, М.Д. Скорохватов, С.В. Толоконников, Исследование реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  на ядерном реакторе, *ЖЭТФ*, т. 94, с. 1-17, 1988.
11. Г.С. Видякин, В.Н. Выродов, И.И. Гуревич, Ю.В. Козлов, В.П. Мартемьянов, С.В. Сухотин, В.Г. Тарасенков, С.Х. Хакимов Регистрация антинейтрино в потоке от двух реакторов ЖЭТФ, т. 93, стр. 424-431, 1987.

12. M. Apollonio, A. Baldini, C. Bemporad *et al.* Initial results from the CHOOZ long baseline neutrino oscillation experiment, *Physics Letters*, B420, p. 397, 1998.
13. F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook *et al.* Search for Neutrino Oscillation at the Palo Verde Nuclear Reactors // *Phys. Rev. Lett.*, v.84. p.3764-3768, 2000.
14. J. N. Abdurashitov, T. J. Bowles, C. Cattadori *et al.*, The BNO-LNGS joint measurement of the solar neutrino capture rate in  $^{71}\text{Ga}$ , *Astropart. Phys.* 25, 349-354, 2006.
15. Takaaki Kajita for the Super-Kamiokande Collaboration, Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande and Kamiokande - Evidence for  $\nu_{\mu}$  oscillations, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 77, 123-132, 1999; arXiv:hep-ex/9810001.
16. Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen *et al.* Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory// *Phys. Rev. Lett.*, v.89, N1, p.011301-1–011301-6, 2002. // arXiv:nucl-ex/0204008.
17. K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno *et al.*, First results from KamLAND: Evidence for reactor Anti-Neutrinos disappearance, arXiv: hep-ex/0212021, 2002.
18. L.A. Mikaelyan, V.V. Sinev. Neutrino Oscillations at Reactors: What Is Next?, *Ядерная физика*, т. 63, № 6, с. 1077-1081, 2000; arXiv: hep-ex/9908047.
19. F. Ardellier, I. Barabanov, J.C. Barriere, *et al.* Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle  $\theta(13)$ , arXiv: hep-ex/0606025.
20. Y. Abe, C. Aberle, T. Akiri, ...V. Sinev, *et al.* (DC Collaboration), Indication of reactor electron antineutrinos disappearance in the Double Chooz experiment, *Phys. Rev. Lett.* 108, 131801, 2012; arXiv:1112.6353 [hep-ex].

21. F.P. An, J.Z. Bai, A.B. Balentakin et al. (Daya Bay Collaboration), Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay, Phys. Rev. Lett. 108, 171803, 2012; arXiv:1203.1669 [hep-ex].
22. Soo-Bong Kim for RENO Collaboration, Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO experiment, arXiv:1204.0626 [hep-ex].
23. Л.А. Микаэлян, В.В. Синева, О поиске стерильных нейтрино в эксперименте на ядерном реакторе, Ядерная физика, т. 62, № 12, с. 2177, 1999.
24. C. Athanassopoulos, L. B. Auerbach, R. L. Burman et al. (LSND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81, 1774, 1998.
25. A.A. Aguilar-Arevalo, B. C. Brown, L. Bugel et al. (MiniBooNE Collaboration), arXiv:1207.4809[hep-ex].
26. V. N. Gavrin, B. T. Cleveland, Materials of XXII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Santa Fe, 13-19 June 2006; M. Altmann, M. Balata, P. Belli et al. (GNO Collaboration), Phys. Lett. B490, 16, 2000; arXiv: hep-ex/0006034.
27. В.В. Синева, Совместный анализ спектральных реакторных нейтринных экспериментов, препринт ИЯИ РАН 1278/2011; arXiv: 1103.2452 [hep-ex].
28. Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Fallot et al., Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra, Phys. Rev. C83: 054615, 2011; arXiv: 1101.2663 [hep-ex].
29. L. Mikaelyan In Proc. of Int. Conf. Neutrino-77, Nauka, Moscow, v. 2, p. 383, 1978.
30. И.Р. Барабанов, Г.Я. Новикова, В.В. Синева, Е.А. Янович. Исследование природных потоков нейтрино при помощи сцинтилляционного детектора большого объема на Баксане, Препринт ИЯИ РАН 1228/2009.

31. John N. Bahcall and Aldo M. Serenelli, New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes, *The Astrophysical Journal*, 621:L85-L88, 2005.
32. Bahcall, J. N., and Pinsonneault, M. H., *Rev. Mod. Phys.*, 67, 781, 1995.
33. S. Turck-Chi e and I. Lopes, *The Astrophysical Journal*, 408, 347, 1993.
34. Sackmann, I.-J., Boothroyd, A. I., & Fowler, W. A., *The Astrophysical Journal*, 360, 727, 1990.
35. В.А. Кузьмин, *ЖЭТФ*, **49**, 1532, 1965; [V.A. Kuzmin, *Sov. Phys. JETP*, **22**, 1051B 1966].
36. J. N. Abdurashitov, V.N. Gavrin, S.V. Girin *et al.*, Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal, *Phys. Rev. C*60:055801, 1999; arXiv:astro-ph/9907113.
37. W. Hampel, J. Hanst, G. Heusser *et al.*, GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV, *Phys. Lett. B* **447**, issues 1-2, 127-133, 1999.
38. M. Altmann, M. Balata, P. Belli *et al.*, Complete results for five years of GNO solar neutrino observations, *Phys. Lett. B* 616, issues 3-4, 174-190, 2005; arXiv:hep-ex/0504037.
39. J. N. Abdurashitov, V.N. Gavrin, V.V. Gorbachev *et al.*, Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period, *Phys. Rev. C*80:015807, 2009; arXiv:0901.2200 [nucl-ex].
40. Б.М. Понтекорво. Мезоний и антимезоний. *ЖЭТФ*, 33, 549-551, 1957.
41. С. Н. Кетов, И. Н. Мачулин, Л. А. Микаэлян и др., *Письма в ЖЭТФ* **55**, 544 (1992) [*JETP Lett.* **55**, 564 (1992)].
42. B. Achkar, R. Aleksan, M. Avenir *et al.*, Search for Neutrino oscillations at 15, 40 and 95 meters from a nuclear power reactor at Bugey, *Nuclear Physics B* 434, 503, 1995.
43. А.И. Афонин, С.Н. Кетов, В.И. Копейкин и др., *ЖЭТФ*, т. 94, 1, 1988.
44. Z. D. Greenwood, W. R. Kropp, M. A. Mandelkern *et al.*, *Phys. Rev. D* 53, No 11, p. 53, 1996.

45. Г. С. Видякин, В. Н. Выродов, И. И. Гуревич и др., ЖЭТФ **93**, 424 (1987) [Sov. Phys. JETP **66**, 243 (1987)]; Г. С. Видякин, В. Н. Выродов, Ю. В. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 364 (1994) [JETP Letters **59**, 390 (1994)]; Г. С. Видякин, В. Н. Выродов, И. И. Гуревич и др., ЖЭТФ **98**, 764 (1990) [Sov. Phys. JETP **71**, 424 (1990)].
46. S. Abe, T. Ebihara, S. Enomoto *et al.*, Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND, Phys. Rev. Lett., 100:221803, 2008.
47. <http://en.wikipedia.org/wiki/Super-Kamiokande>.
48. Y. Ashie, J. Hosaka, K. Ishihara *et al.*, Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation, Phys.Rev.Lett.93:101801,2004; arXiv:hep-ex/0404034.
49. P. Adamson, D. S. Ayres, C. Backhouse *et al.*, An improved measurement of muon antineutrino disappearance in MINOS, Phys. Rev. Lett. 108, 191801 2012; arXiv:1202.2772 [hep-ex].
50. K. Abe, N. Abgrall, Y. Ajima *et al.*, First Muon-Neutrino Disappearance Study with an Off-Axis Beam, Physical Review D 85, 031103(R) (2012); arXiv:1201.1386 [hep-ex].
51. S.M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus, Phenomenology of Neutrino Oscillations, Prog. Part. Nucl. Phys. 43, 1-86, 1999; arXiv:hep-ph/9812360.
52. Alessandro Strumia and Francesco Vissani, Neutrino masses and mixings and..., arXiv:hep-ph/0606054.
53. S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, Nuovo Cim. C9, 17, 1986.
54. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17, 2369, 1978.
55. Q.R. Ahmad, R.C. Allen, T.C. Andersen *et al.* (SNO Collaboration), Measurement of the Rate of  $\nu_e+d \rightarrow p+p+e^-$  Interactions Produced by  $^8\text{B}$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. 87, 071301, 2001.
56. S.N. Ahmed, A.E. Anthony, E.W. Beier *et al.* (SNO Collaboration), Measurement of the Total Active  $^8\text{B}$  Solar Neutrino Flux at the Sudbury

- Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity, *Phys. Rev. Lett.* 92:181301, 2004; arXiv:nucl-ex/0309004.
57. B. Aharmim, S. N. Ahmed, J. F. Amsbaugh *et al.* (SNO Collaboration), Independent Measurement of the Total Active  $^8\text{B}$  Solar Neutrino Flux Using an Array of  $^3\text{He}$  Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory, *PRL* 101, 111301, 2008.
58. Yu.V. Kozlov, L.A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Two-detector Reactor Neutrino oscillation experiment Kr2Det at Krasnoyarsk: status report, *Ядерная физика*, т. 66, № 3, с. 497, 2003; arXiv:hep-ph/0109277.
59. V.P. Martemianov, L.A. Mikaelyan, V.I. Kopeikin, Yu.V. Kozlov and V.V. Sinev, The Kr2Det Project: Search for Mass-3 State Contribution  $|\text{Ue}_3|^2$  to the Electron Neutrino Using a One-Reactor–Two-Detector Oscillation Experiment at the Krasnoyarsk Underground Site, *Ядерная физика*, т. 66, № 10, с. 1982, 2003; arXiv:hep-ex/0211070.
60. Y. Abe, C. Aberle, J.C. dos Anjos, ...V. Sinev *et al.* (Double Chooz Collaboration), Direct Measurement of Backgrounds Using Reactor-Off Data In Double Chooz, *Phys. Rev. D* 87, 011102, 2013; arXiv:1210.3748 [hep-ex].
61. Y. Abe, C. Aberle, J.C. dos Anjos, ...V. Sinev *et al.* (Double Chooz Collaboration), Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment, *Phys. Rev. D* 86, 052008, 2012; arXiv:1207.6632 [hep-ex].
62. Y. Abe, C. Aberle, J.C. dos Anjos, ...V. Sinev *et al.* (Double Chooz Collaboration), First Measurement of  $\theta_{13}$  From Delayed Neutron Capture on Hydrogen in the Double Chooz Experiment, *Phys. Rev. Lett.* 2013; arXiv:1301.2948 [hep-ex].
63. F.P. An, J.Z. Bai, A.B. Balantekin *et al.* (Daya Bay Collaboration), *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, *Phys. Rev. Lett.* 108, 171803, 2012; arXiv:1203.1669 [hep-ex]. F.P. An, Q. An, J.Z. Bai *et al.* (Daya Bay Collaboration), Improved Measurement of Electron Antineutrino

- Disappearance at Daya Bay, Chinese Phys. C37, 011001, 2013; arXiv:1210.6327 [hep-ex].
64. J.K. Ahn, S. Chebotaryov, J.H. Choi *et al.* (RENO Collaboration), Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment, Phys. Rev. Lett. 108, 191802, 2012; arXiv:1204.0626 [hep-ex].
65. M. Goldhaber, L. Grodzins, A.W. Sunyar, Helicity of Neutrinos, Phys. Rev. 109, 1015, 1958.
66. Athanassopoulos C., Auerbach L. B., Burman R. L. *et al.* (LSND Collaboration), Results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Neutrino Oscillations from the LSND Experiment, Phys. Rev. Lett. 81, 1774, 1998.
67. Aguilar-Arevalo A. A., Brown B. C., Bugel L. *et al.* (MiniBooNE Collaboration), Improved Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  and  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations in the MiniBooNE Experiment, Phys. Rev. Lett., 110, issue 16, 161801, 2013; arXiv:1207.4809[hep-ex].
68. V. N. Gavrin and B. T. Cleveland, Materials of XXII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Santa Fe, 13-19 June 2006.
69. V. N. Gavrin, V. V. Gorbachev, E. P. Veretenkin, B.T. Cleveland, Gallium experiments with artificial neutrino sources as a tool for investigation of transition to sterile states, arXiv:1006.2103[nucl-ex].
70. A. Hoummada, S. Lazrak Mikou, M. Avenier *et al.*, Appl. Rad. Isot. Vol. 46, No. 6/7, p. 449, 1995.
71. А. А. Кувшинников, Л. А. Микаэлян, С. В. Николаев, М. Д. Скорохватов, А. В. Этенко, Письма в ЖЭТФ **54**, 259 (1991) [JETP Lett. **54**, 253 (1991)]; Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefievre, *et al.*, Phys. Lett. B **338**, 383 (1994).
72. В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, В.В. Синев. Спектр антинейтрино ядерного реактора, Ядерная физика, т. 60 № 2, с. 230-234, 1997.
73. V.V. Sinev, Is it possible to test the LSND parameters at reactors, Письма в ЭЧАЯ, № 5 [108], с.37, 2001.

74. А.С. Старостин, частное сообщение; A.S. Starostin *et al.* Poster session, Int. Workshop on Antineutrino Applied Physics (AAP-2009), Reims, 2009.
75. K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, F. v. Feilitzsch. Determination of the antineutrino spectrum from  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products up to 9.5 Mev, Phys. Lett. B., v.160, p.325-330, 1985; A.A. Hahn, K. Schreckenbach. Antineutrino spectra from  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{241}\text{Pu}$  thermal neutron fission products, Phys. Lett. B., v.218, p.365-368, 1989.
76. P. Vogel, R.E. Schenter, F. M. Mann, G.K. Schenter. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino-induced reactions, Phys. Rev. C., v. 24, p. 1543-1553, 1981.
77. G. Mention, M. Fechner, Th. Lasserre, Th. A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, A. Letourneau, The Reactor Antineutrino Anomaly, Phys. Rev. D83: 073006, 2011; arXive: 1101.2755 [hep-ex].
78. G. Cheng, W. Huelsnitz, A. A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collaboration), Dual baseline search for muon antineutrino disappearance at  $0.1 \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ , Phys. Rev. D86 052009, 2012; arXive:1208.0322[hep-ex].
79. A. Porta (Nucifer Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. 203, 012092 (2010).
80. V.V. Sinev, talk at Workshop AAP-2007, Paris, December, 2007. M. D. Skorokhvatov, private communication.
81. Cribier M., Fechner M., Lasserre T. et al., A proposed search for a fourth neutrino with a PBq anti-neutrino source, arXive:1107.2335[hep-ex].
82. A.P. Serebrov, A.K. Fomin, V.G. Zinoviev *et al.*, "Neutrino-4" experiment: preparations for search for sterile neutrino at 100 MW reactor SM-3 at 6-13 meters, arXive:1205.2955[nucl-ex].
83. Egorov V. and Starostin A., Antineutrino detector development for safeguards in Russia: DANSS, talk at Workshop Antineutrino Applied Physics 2011, Vienna, Austria, 2011; Danilov M. V., Brudanin V. B., Tarkovsky E. I. et al., Antineutrino Detector for On-Line Monitoring of

- Nuclear Reactor Parameters and search for short range neutrino oscillations, poster at ICHEP-2012, board 57/547, Book of abstracts, p. 171, Melbourne, 2012.
84. Yuri I. Izotov and Trinh X. Thuan, The primordial abundance of  $^4\text{He}$ : evidence for non-standard big bang nucleosynthesis, *Astrophysical Journal Letters* 710, L67-L71, 2010; arXiv:1001.4440[astro-ph.CO].
85. В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, В.В. Синев. Реактор как источник антинейтрино: тепловая энергия деления, *Ядерная физика*, т. 67 № 10, с. 1916-1922, 2004.
86. M. F. James, *J. Nucl. Energy* **23**, 517 (1969).
87. В.И. Копейкин, Энергия, выделяющаяся на акт деления урана и плутония в ядерном реакторе, препринт ИАЭ-4305/2, 1986.
88. G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys, A* **595**, 409 (1995).
89. T. R. England and B. F. Rider, LA - UR - 94 3106, ENDF - 349, (Los Alamos National Laboratory, 1994).
90. Л. П. Абагян и др. ВАНИТ. Сер.: Физика ядерных реакторов, № 3, 50 (2001).
91. В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, В.В. Синев, Реакция обратного бета-распада в неравновесном потоке антинейтрино ядерного реактора, *Ядерная Физика*, **64**, 914 (2001).
92. В.В. Синев. Экспериментальный спектр антинейтрино от ядерного реактора и спектры основных делящихся изотопов, Препринт ИЯИ РАН 1318/2012; *Ядерная физика*, т. 76, № 5, с. 578-584, 2013.
93. Ю.В. Климов, В.И. Копейкин, А.А. Лабзов, Л.А. Микаэлян, К.В. Озеров, В.В. Синев, С.В. Толоконников, Измерение спектра электронных антинейтрино ядерного реактора, *Ядерная физика*, т.52, вып.6(12), с.1574-1582, 1990.

94. А.А. Кувшинников, Л.А. Микаэлян, С.В. Николаев, М.Д. Скорохватов, А.В. Этенко, Прецизионное измерение сечения реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  на реакторе Ровенской АЭС, Письма в ЖЭТФ, т.54, стр.259-262, 1991.
95. Климов Ю.В., Копейкин В.И., Лабзов А.А., Мачулин И.Н., Микаэлян Л.А., Николаев С.В., Озеров К.В., Синёв В.В., Скорохватов М.Д., Этенко А.В. Измерение вариаций сечения реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  в потоке  $\bar{\nu}_e$  от реактора Ядерная физика, т.51, вып. 2, с. 401-405, 1990.
96. L.A. Mikaelyan Neutrino laboratory in the atomic plant, Proc. Int. Conference Neutrino-77, v. 2, p. 383-387; М.: Наука, 1978; А.А. Боровой, Л.А. Микаэлян, Возможности практического использования нейтрино, Атомная Энергия, т. 44, вып. 6, с. 508-511, 1978.
97. Копейкин В.И. Бета-спектры от смеси продуктов деления (расчет и анализ корреляций), Ядерная физика, т.32, вып.1, с.62-66, 1980; В.И. Копейкин Спектры электронов и антинейтрино от осколков деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  тепловыми и  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами // Ядерная физика, т.32, вып.6, с.1507-1513, 1980.
98. В. В. Синева, Дисс. ... к.ф.-м.н. (Москва, 2003); Ю. В. Климов, В. И. Копейкин, А. А. Лабзов и др., Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**, 1010 (1991) [Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. **55**, 126 (1991)].
99. T. Classen, A precise determination of the KamLAND energy scale, Ph.D. thesis, (Alabama, Tuscaloosa, 2007).
100. V. G. Alexankin, S. V. Rodichev, P. M. Rubtsov, P. A. Ruzhansky, in *Proceedings of International School "LEWI-90"* (Dubna, 1991), p. 227.
101. G.V. Domogatsky, V.I. Kopeikin, L.A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Neutrino Geophysics at Baksan I: Possible Detection of Georeactor Antineutrinos, Ядерная Физика, **68**, 70, 2005; arXiv:hep-ph/0401221.
102. G.V. Domogatsky, V.I. Kopeikin, L.A. Mikaelyan and V.V. Sinev, Neutrino Geophysics at Baksan II: On Searches for Antineutrinos and

- Radiogenic-Heat Sources in the Interior of the Earth, *Ядерная Физика*, **69**, 46, 2006; arXiv:hep-ph/0409069.
103. Г.В. Домогацкий, В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян и В.В. Синев, О возможности изучения на Баксане нейтрино от сверхновой, *Ядерная Физика*, **70**, 1116, 2007; arXiv: 0705.1893 [hep-ph].
104. S. Abe, T. Ebihara, S. Enomoto *et al.*, Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803, 2008; arXiv: 0801.4589 [hep-ex].
105. C. Arpesella, G. Bellini, J. Benziger *et al.*, First real time detection of Be7 solar neutrinos by Borexino, *Phys. Lett. B* **658**, 101, 2008; arXiv: 0708.2251 [astro-ph].
106. В.Н. Жарков, *Внутреннее строение Земли и планет*, Москва, «Наука», 1983.
107. J. M. Herndon, Magnetic Field Generation in Planets and Satellites by Natural Nuclear Fission Reactors, *J. Geomagn. Geoelectr.* **45**, 423 (1993); *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **100**, 3047, 2003; arXiv: 0707.4161 [physics.geo-ph].
108. В.Л. Дадыкин, Г.Т. Зацепин, О.Г. Ряжская, *УФН* **158**, 139, 1989.
109. V. Imshennik and D. Nadyozhin, *Sov. Sci. Rev. E* **8**, part 1, 156, 1989.
110. G. Fiorentini, M. Lissia, F. Mantovani *et al.*, Geo-neutrinos and Earth's interior, *Phys. Rept.* **453**, 117, 2007; arXiv: 0707.3203 [physics.geo-ph].
111. G. L. Fogli, E. Lisi, A. Palazzo and A. M. Rotunno, *Phys. Lett. B* **623**, 80, 2005.
112. F. Mantovani, L. Carmignani, G. Fiorentini and M. Lissia, Antineutrinos from Earth: A reference model and its uncertainties, *Phys. Rev. D* **69**, 013001, 2004; arXiv: hep-ph/0309013.
113. T. Araki, S. Enomoto, K. Furuno *et al.*, Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND, *Nature* **436**, 499, 2005.

114. G. Fiorentini, Applied Antineutrino Physics Workshop, APC Laboratory Paris, December 13-14, 2007.
115. M. Balata, G. Bellini, J. Benziger *et al.*, Search for electron antineutrino interactions with the Borexino Counting Test Facility at Gran Sasso, European Phys. J. **C47**, 21, 2006; arXiv: hep-ex/0602027.
116. V.I. Kopeikin, L.A. Mikaelyan, Present and Future Experiments in Nonequilibrium Reactor Antineutrino Energy Spectrum, Ядерная Физика, **69**, 1927, 2006; arXiv:hep-ph/0508239.
117. Я.Б. Зельдович, О.Х. Гусейнов, ДАН СССР **162**, 791, 1965.
118. W. D. Arnett, Can. J. Phys. **44**, 2553, 1966.
119. Д.К. Надежин, Н.В. Отрощенко, Астрон. журн. **57**, 78, 1980.
120. R. Bowers and J. R. Wilson, Astrophys. J. **263**, 366, 1982.
121. T. Totani, K. Sato, H. E. Dalhed, and J. R. Wilson, Future Detection of Supernova Neutrino Burst and Explosion Mechanism, Astrophys. J. **496**, 216, 1998.
122. F. Cei, Neutrinos from supernovae: experimental status, Int. J. Mod. Phys. A **17**, 1765, 2002.
123. H. A. Bethe, Supernova mechanisms, Rev. Mod. Phys. **62**, 801, 1990.
124. G. Domogatsky and G. Zatsetpin, in *Proceedings of the 9th ICRC, London*, 1965, Vol. 2, p. 1030.
125. P. Antonioli, R.T. Feinberg, F. Fleurot *et al.*, SNEWS: The SuperNova Early Warning System, New J. Phys. **6**, 114, 2004; arXiv: astro-ph/0406214.
126. K. Scholberg, Supernova Neutrino Detection, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **91**, 331, 2001.
127. G.V. Domogatsky and D.K. Nadyozhin, Mon. Not. R. Astron. Soc. **178**, 33, 1977.
128. G.V. Domogatsky, R.A. Eramzhyan and D.K. Nadyozhin, Astrophys. Space Sci. **58**, 273, 1978.

129. S.E. Woosley, D. Hartmann, R.B. Hoffmann and W.C. Haxton, Semiempirical Thermonuclear Reaction-Rate Data for Intermediate-Mass Nuclei, *Astrophys. J.* **356**, 272, 1990.
130. A.S. Dighe and A.Yu. Smirnov, Identifying the neutrino mass spectrum from a supernova neutrino burst, *Phys. Rev. D* **62**, 033007, 2000; arXiv: hep-ph/9907423.
131. M. Aglietta, P. Antonioli, G. Bari *et al.*, Effects of neutrino oscillations on the supernova signal in LVD, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **110**, 410, 2002; arXiv: astro-ph/0112312.
132. M. Fukugita, Y. Kohyama and K. Kubodera, Neutrino reaction cross sections on  $^{12}\text{C}$  target, *Phys. Lett. B* **212**, 139, 1988; Astrophysics preprint series IASSNS-AST 88/25.
133. S. Ando, Cosmic Star Formation History and the Future Observation of Supernova Relic Neutrinos, *Astrophys. J.* **607**, 20, 2004; arXiv:astro-ph/0401531.
134. Г. В. Домогацкий, Диссертация д-ра физ.-мат. наук, ИЯИ АН СССР (Москва, 1980); *Астрон. журн.* **61**(1), 51, 1984.
135. Shin'ichiro Ando and Katsuhico Sato, Relic neutrino background from cosmological supernovae, *New J. Phys.* **6**, 170, 2004; arXiv:astro-ph/0410061.
136. M. Wurm, F. von Feilitzsch, M. Göger-Neff *et al.*, Detection potential for the diffuse supernova neutrino background in the large liquid-scintillator detector LENA, *Phys.Rev.* **D75**, 023007, 2007; arXiv:astro-ph/0701305.
137. C. Volpe and J. Welzel, Supernova Relic Electron Neutrinos and anti-Neutrinos in future Large-scale Observatories, arXiv:astro-ph/0711.3237.
138. Cecilia Lunardini and Orlando L.G. Peres, Upper limits on the diffuse supernova neutrino flux from the SuperKamiokande data, *JCAP* **0808:033**, 2008; arXiv:astro-ph/0805.4225.
139. Lothar Oberauer, Low Energy Neutrino Physics after SNO and KamLAND, *Mod. Phys. Lett.* **A19**, 337, 2004; arXiv:hep-ph/0402162.

140. John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli and Sarbani Basu, New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes, *Astrophysical Journal*, 621, L85, 2005.
141. Davis R., Lande K., Cleveland B.T., Ullman J., Rowley J.K., In \*Storrs 1988, *Proceedings*, 4th Meeting of the Division of Particles and Fields of the APS\* 869.
142. Gavrin V. N., Cleveland B. T., XXII Int. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Santa Fe, 13-19 June 2006.
143. Timo Lewke (On behalf of the Borexino Collaboration), Results from the Borexino Experiment, *Proceedings of the Moriond 2009*; arXiv: 0905.2526 [hep-ex].
144. M. Chen, The SNO+ Experiment, *Earth Moon Planets*, 99, 221, 2006; Chen M.C. (for the SNO+ Collaboration) arXiv: 0810.3694 [hep-ex].
145. I. Barabanov, L. Bezrukov, E. Resconi, S. Schonert, The  $^{14}\text{C}$  abundance in liquid organic scintillators and oil, Препринт ИЯИ-1316/2012.